

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

**Труды XIII Международного
симпозиума**

11–14 марта 2019 г., Нижний Новгород

Том 1

Секции 1, 2, 4, 5

УДК 538.9
ББК 22.37; 22.33
Н-25

Нанофизика и нанoeлектроника. Труды XXIII Международного симпозиума (Нижний Новгород, 11–14 марта 2019 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2019. — 544 с.
ISBN 978-5-91326-499-2

Организаторы

Отделение физических наук РАН
Научный совет РАН по физике полупроводников
Научный совет РАН по физике конденсированных сред
Институт физики микроструктур РАН — филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
Благотворительный фонд «От сердца к сердцу»

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН
З.Ф. Красильник, член-корр. РАН, ИФМ РАН

Учёный секретарь Симпозиума

В.В. Румянцев, к.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

В.В. Бельков, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.А. Бушуев, д.ф.-м.н.	МГУ, Москва
В.А. Быков, д.т.н.	ЗАО «НТ-МДТ», Москва
В.А. Волков, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н.	ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва
С.В. Иванов, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Е.Л. Ивченко, чл.-корр. РАН	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.В. Кведер, чл.-корр. РАН	ИФТТ РАН, Черногoловка
А.В. Латышев, академик	ИФП СО РАН, Новосибирск
А.С. Мельников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
В.Л. Миронов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
С.А. Никитов, чл.-корр. РАН,	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н.	ИПТМ РАН, Черногoловка
В.В. Рязанов, д.ф.-м.н.	ИФТТ РАН, Черногoловка
Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Н. Новгород
А.А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
В.Б. Тимофеев, академик	ИФТТ РАН, Черногoловка
Ю.А. Филимонов, д.ф.-м.н.	Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
А.А. Фраерман, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
Д.Р. Хохлов, чл.-корр. РАН	МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
А.В. Чаплик, академик	ИФП СО РАН, Новосибирск
Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н.	ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
Н.И. Чхало, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород

Организационный комитет

В.Г. Беллюстина, ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.А. Девятайкина, ИФМ РАН, Н. Новгород
М.В. Зорина, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.В. Иконников, к.ф.-м.н., МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
Д.А. Камелин, ИФМ РАН, Н. Новгород
Р.С. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
С.В. Морозов, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.Н. Садова, ИФМ РАН, Н. Новгород
П.М. Марычев, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.А. Копасов, ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.А. Архипова, ИФМ РАН, Н. Новгород

ISBN 978-5-91326-499-2

ББК 22.37; 22.33

© Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2019
© Институт физики микроструктур РАН, 2019

Симпозиум проводится при поддержке



Российской академии наук
<http://ras.ru>



Нижегородского
государственного университета
им. Н.И. Лобачевского
<http://www.unn.ru>



Российского фонда
фундаментальных исследований
(проект № 19-02-20029)
<http://www.rfbr.ru>



Группы компаний НТ-МДТ
Спектрум Инструментс,
www.ntmdt-si.ru



ООО «СПЕКС-ТиАйАй Рус»
www.specs-tii.ru



ООО «Брукер»
<http://www.bruker.com/ru.html>



ООО «Группа Ай-Эм-Си»
Scienta Omicron
<https://imc-systems.ru/>



ЦТС "НАУКА"
<http://scientific-technology.ru>

INTERTECH Corporation

Интертек Трейдинг Корпорейшн
<https://www.intertech-corp.ru/>



ООО «Криотрейд инжиниринг»,
www.cryotrade.ru



ЗАО «Научное
и технологическое
оборудование»
<http://www.semiteq.ru>



ОАО «Завод ПРОТОН-МИЭТ»
[http:// www.z-proton.ru](http://www.z-proton.ru)



Ostec Corporate group
www.ostec-instruments.com



ООО "Промэнерголаб"
www.czl.ru

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

Critical-field slope reduction and intriguing phase diagrams of thin disordered superconducting YBCO films in strong magnetic fields

A.V. Antonov¹, A.V. Ikonnikov², D.V. Masterov¹, A.N. Mikhailov³, S.V. Morozov¹, Yu.N. Nozdrin¹, S.A. Pavlov¹, A.E. Paraphin¹, D.I. Tetel'baum³, S.S. Ustavshikov^{1, 3}, P.A. Yunin^{1, 3}, D.A. Savinov^{1, 3, *}

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia

² Physics Department, Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 1 Moscow, 119991, Russia

³ Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 23 Gagarina, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

*sainovda@ipmras.ru

It is found out experimentally, that while gradual increasing of the implanted-ions dose, the temperature dependence of the upper critical field $H_{c2}(T)$ suffers an unconventional critical-field slope reduction, while larger defect concentrations usually enhance the upper critical field in the vicinity of zero-field critical temperature T_{c0} . Moreover, $H_{c2}(T)$ reveals upward curvature which may be accompanied by inhomogeneous superconductivity nucleation in the film. We briefly discuss a possibility of an intriguing reentrant (and even double reentrant) superconductivity which has been observed for rather large implantation doses corresponding to the vicinity of superconductor-insulator crossover: the upper critical field increases with gradual increasing of temperature.

The temperature dependence of the upper critical field, $H_{c2}(T)$, is one of the most important characteristics of superconductors. Indeed: (i) it provides valuable insight into the peculiarities of superconducting pairing mechanism; (ii) the knowledge of the upper critical field and its anisotropy allows to determine fundamental superconducting properties such as coherence length scales. The temperature behavior of H_{c2} strongly depends on the disorder distribution in a superconductor. The simplest consequence of that dependence is associated with the renormalization of the superconducting coherence length: $\xi_0 \rightarrow \sqrt{\xi_0 \ell}$, where ℓ is an electron mean-free path in the normal state. Such a renormalization results in the critical-field slope enhancement of the phase-transition line $H_{c2}(T)$ in the vicinity of T_{c0} : $dH_{c2}/dT \cong \Phi_0 / (2\pi\xi_0\ell)$, where $\Phi_0 = \pi\hbar c / e$ is the magnetic flux quantum. The corresponding dependence $H_{c2}(T)$ in dirty superconductors for all temperatures below T_{c0} is given by the well-known Werthamer-Helfand-Hoenberg theory [1]. However the modulation of the disorder characteristics can cause the nucleation of superconductivity in the form of well separated superconducting islands or droplets which provides the formation of anomalous $H_{c2}(T)$ lines with an upward curvature [2]. Actually, while gradual increasing of the defect concentration one has an enhancement of the standard deviation of the upper critical field when the temperature decreases.

It is a goal of our work to carry out the direct experimental investigations where the H–T phase diagrams can be analyzed as for a clean compound as for disordered sample in which defects have been intentionally introduced in a controlled manner. As a starting material we have chosen a narrow bridge formed on the basis of a thin YBCO film. The main parameters of the specimen were: a width and a long were 50 μm and 250 μm , respectively; a zero-field critical temperature and a superconducting width were of 91K and 0.05K, respectively. Further we serially introduced the disorder in the specimen by fifth acts of oxygen ion implantation producing a certain modulation of the mean-free path ℓ as well as in-plane coherence length ξ_{ab} . For all implantation doses n_d we made typical estimates for ℓ which allow us to control the disorder strength in the film. Between all of the implantation acts we perform the transport investigations in the external perpendicular magnetic fields H up to 12T – we study the dependence in-plane resistivity versus external perpendicular magnetic field H at given temperatures T . These experimental data allow to reveal the phase-transition lines $H_{c2}(T)$ calculated for a given resistive level. Therefore, one can get a set of various $H_{c2}(T)$ curves. In the present work we pay a special attention to the temperature dependence of upper critical field, defined as the magnetic field that suppresses nearly 90 percent of the resistance drop (onset of the superconducting transition).

For moderate $n_D = (0.3-4.3) \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$ an increase of implanted ions induces an unconventional critical-field slope reduction of the phase transition line $H_{c2}(T)$, while larger defect concentrations raises the upper critical field in the vicinity of T_{c0} as usual in conventional superconductors (see fig. 1). Moreover, the shape of $H_{c2}(T)$ reveals upward curvature which is also demonstrated in Figure 1 for $n_D = 3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$ and $4.3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$ for the same fractions respectively of onset resistivity ρ_{onset} – the value of resistivity when it becomes almost independent on H .

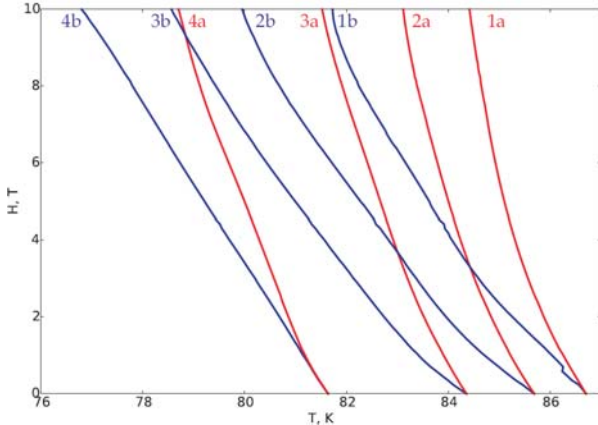


Fig. 1. Typical plots of experimental dependencies $H_{c2}(T)$ presented for $n_D = 3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$ (graphics indexed by a) and $n_D = 4.3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$ (graphics indexed by b) in pairs for the same fractions of the resistance drop. Here the pairs (1a; 1b), (2a; 2b), (3a; 3b), and (4a; 4b) correspond to the resistive levels $0.92\rho_{\text{onset}}$, $0.93\rho_{\text{onset}}$, $0.95\rho_{\text{onset}}$, and $0.96\rho_{\text{onset}}$, respectively

Considering such range of doses n_D , our estimates for the ratio $k_F \ell$ give the values exceeding the unity which indicates on a weak disorder artificially generated in the bridge, where k_F is the Fermi momentum.

A simple theoretical model is developed to explain such anomalous trends in the phase diagrams H–T experimentally observed in our work. Considering the linearized Ginzburg-Landau equation with an inhomogeneous superconducting coherence length and different T_{c0} defined from the experiments for each of the implantation doses, we derive a simple expression for $H_{c2}(T)$ -line: $1 - T_c / T_{c0} = h - \alpha h^{3/2}$, where $h = 2\pi \xi_0^2 H / \Phi_0$, $\xi_0 = \sqrt{\pi \hbar \ell v_F / 24 k_B (2T_{c0} - t_{c0})}$ is a modified superconducting coherence length, t_{c0} and T_{c0} are zero-field critical temperatures of the bridge without the implanted ions and with its certain concentration, respectively, and α is a phenomenological constant, which is associated with the pinning properties of a superconductor. This formula appears in a nice accordance with the experimental results (see fig. 2).

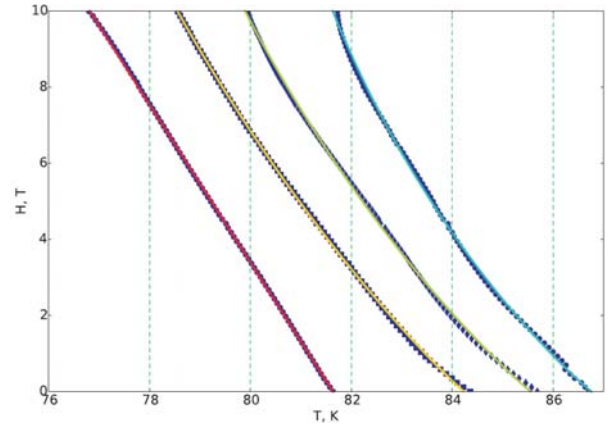


Fig. 2. Typical plots of the experimental dependencies $H_{c2}(T)$ (symbols) as well as the theoretical approximation depicted by lines for $n_D = 4.3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$. The experimental phase-transition lines correspond to the resistive levels $0.92\rho_{\text{onset}}$, $0.93\rho_{\text{onset}}$, $0.95\rho_{\text{onset}}$, and $0.96\rho_{\text{onset}}$

Further we consider higher dose of ion implantation for our specimen. So, for $n_D = 6.4 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$ we appear to be close to the superconductor-insulator crossover (the ratio $k_F \ell$ is very close to unity) and the experimental data indicates on nonmountainous behavior of ρ versus T . The resistive superconducting transition $\rho(T)$ demonstrates two peaks just preceding the onset of the superconducting state. It gives a possibility for a reentrant (and even double reentrant superconductivity) which appears for certain resistive levels. Thus, while gradual increasing the temperature T for a given H the superconductivity is suppressing and thereupon progressing two times until the sample goes back to the normal state. However, the typical $H_{c2}(T)$ -plots appear for rather high resistive levels which are of the order of the resistivity in a normal state for temperatures closed to 300K. Therefore, this intriguing phenomena represent just a weak manifestation of such unusual superconducting properties. Though, we believe that a reentrant superconductivity should arise for slightly lower n_D .

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research under Grant No. 18-42-520051 and by the Russian Science Foundation under Grants No. 17-12-01383 and 18-72-10027.

References

1. E. Helfand, N. R. Werthamer // Phys. Rev. Lett., V. 13, 686 (1964).
2. A.A. Kopasov, D.A. Savinov and A.S. Mel'nikov // Phys. Rev. B, V. 95, 104520 (2017).

Numerical study of the fluxon stability in long Josephson junctions under the influence of the second harmonic in the current-phase relation and the junction length

P.Kh. Atanasova^{1,*}

¹ University of Plovdiv Paisii Hilendarski, 24 Tzar Asen, 4000 Plovdiv, Bulgaria.

*atanasova@uni-plovdiv.bg

Josephson junctions play important role in the modern nanoelectronics. Generally, the current-phase relation in the Josephson junction is taken as the Fourier decomposition of sinuses. In most cases Josephson junctions with CPR closed to a sinusoidal function of phase are analyzed. Such models are described in terms of sine-Gordon equation. However, the second harmonic contribution should be accounted in a number of models, for example, "superconductor-ferromagnetic-insulator-ferromagnetic-superconductor", "superconductor-metal-insulator-metal-superconductor", etc.. In the frame of corresponding models the magnetic flux distributions satisfy double sine-Gordon equation with boundary conditions of Neumann type. Continuous analogue of Newton's method is used for numerical solving of the corresponding boundary problem. Stability of the solutions is tested by means of numerical solution of the respective eigenvalue problem of Sturm-Liouville type.

New fluxon solutions inspired by the second harmonic in the current-phase relation are found. Their existence and stability are analyzed under the influence of the second harmonic and the junction length. New coexisting stationary solutions are shown, which could be exhibited on the experiment.

Theoretical model

Physical properties of magnetic flux in Josephson junctions (JJs) play important role in the modern nanoelectronics. Generally, the current-phase relation (CPR) in the JJ is taken as the Fourier decomposition of sinuses [1]. For JJs of the "superconductor-insulator-superconductor" type, the CPR is close to a sinusoidal function of phase while another terms in the CPR Fourier decomposition are negligible. In those cases, the magnetic flux distributions are described by the sine-Gordon (SG) equation.

However, the second harmonic contribution of the CPR Fourier expansion should be accounted in a number of JJs models, for example, "superconductor-metal-insulator-metal-superconductor" and "superconductor-ferromagnetic-insulator-ferromagnetic-superconductor" types [2] and many more. In the frame of corresponding models the magnetic flux distributions satisfy the following double sine-Gordon equation with boundary conditions:

$$-\varphi'' + a_1 \sin \varphi + a_2 \sin 2\varphi - \gamma = 0 \quad (1)$$

$$\varphi'(\pm l) = h_e \quad (2)$$

Stability of $\varphi(x, p)$ (where p is a vector of parameters $p = (l, a_1, a_2, h_e, \gamma)$) is tested by means of numerical solution of the respective eigenvalue problem [3]:

$$-\psi'' + (a_1 \cos \varphi + 2a_2 \cos 2\varphi)\psi = \lambda\psi \quad (3)$$

Supplying (3) with appropriate boundary conditions and normalization condition

$$\psi'(\pm l) = 0, \int_{-l}^l [\psi(x)]^2 dx = 1, \quad (4)$$

we obtain the Sturm-Liouville problem (3,4).

The case of positive minimal eigenvalue $\lambda_0(p) > 0$ corresponds the stable solution φ . In case $\lambda_0(p) < 0$ solution $\varphi(x, p)$ is unstable. The case $\lambda_0(p) = 0$ indicates the bifurcation with respect to at least one of the parameters in p .

For analyzing the solutions we use a quantity N , called "number of fluxons" which is determined as $N = \frac{1}{2l\pi} \int_{-l}^l \varphi(x) dx$.

Numerical results

At $h_e = 0$ we have the fluxon solution Φ^1 with number of fluxons $N[\Phi^1] = 1$ which is unstable independently on the junction length $2l$ and the second harmonic a_2 .

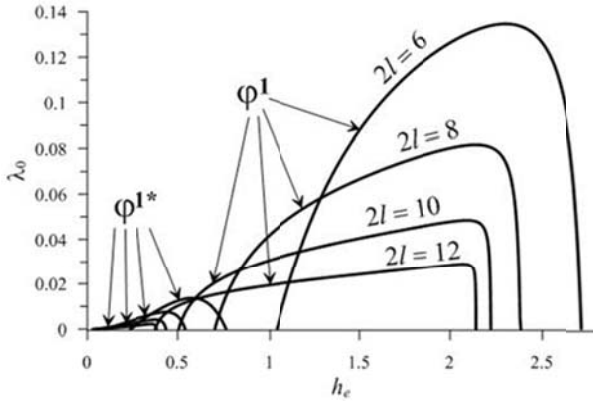


Fig. 1. Minimal eigenvalue λ_0 of φ^1 , the φ^{1*} fluxons in dependence on magnetic flux h_e for different length l . Here $a_1 = 1$, $a_2 = -0.7$, $\gamma = 0$

Another fluxon solution inspired by the $a_2 \neq 0$ was observed in direct numerical simulation in and denoted there “small fluxon” $\Phi^1 = \Phi_{small}^1$ in contradiction to the standard “large fluxon” solution $\Phi^1 = \Phi_{large}^1$. This solution exists at $a_2 < -0.5$ and was obtained in our analysis by means of numerical continuation of the Meissner solution $M_0 = 0$ to nonzero h_e .

One more a_2 -inspired one-fluxon solution φ^{1*} , also existing at $a_2 < -0.5$, was obtained. (Note that here and below we use capital and small letters to indicate solutions, respectively, for $h_e = 0$ and $h_e \neq 0$.) As the standard solution φ^1 , the φ^{1*} fluxon is characterized by the $N=1$ while $N[\Phi_{small}^1] = 0$.

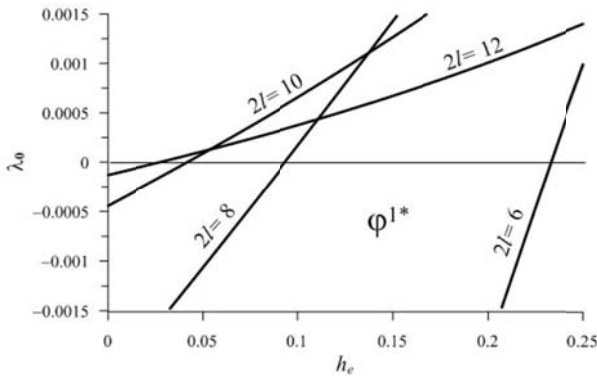


Fig. 2. zoomed part of fig.1

Figure 1 demonstrates the $\lambda_0(h_e)$ dependence of solutions φ^{1*} and φ^1 , in the case of different length l and fixed $a_2 = -0.7$. Figure 2 shows the curves $\lambda_0(h_e)$ of φ^{1*} at the $h_e = 0$ vicinity. It is seen that both φ^{1*} and φ^1 are unstable when $h_e = 0$ but stabilize as h_e is growing. Stability domains of φ^1 and φ^{1*} overlap in the case of sufficiently long contact ($2l \geq 12$).

Figure 3 shows three coexisting solutions in case $h_e = 0$, $a_2 = -0.7$, $M_{ac} = \arccos(-a_1/2a_1)$, Φ_{small}^1 , and Φ_{large}^1 . Only constant solution M_{ac} is stable here.

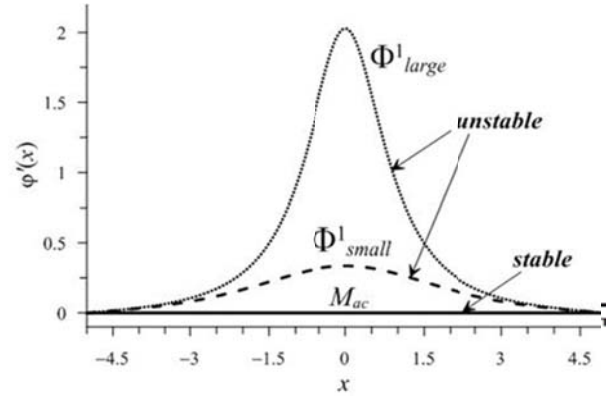


Fig. 3. Coexisting stationary solutions of at $h_e = 0$

When h_e is growing, “small” and “large” fluxons stabilize and complexity of coexisting solutions increases. Indeed, Figure 4 demonstrates four stable multi-fluxon solutions coexisting at $h_e = 1.5$ with two (not plotted) unstable solutions $\bar{\varphi}^2$ and $\bar{\varphi}^3$.

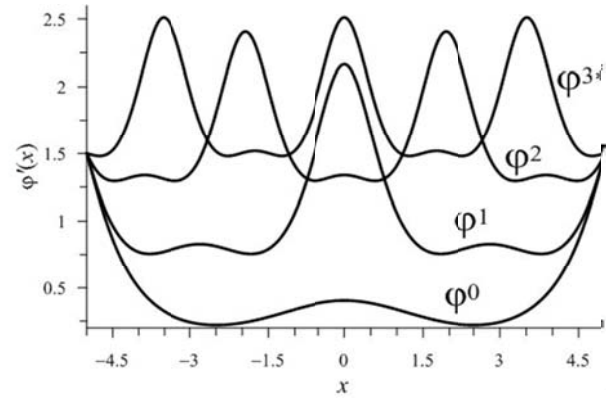


Fig. 4. Coexisting stationary solutions of at $h_e = 1.5$

The investigations are supported by the project FP17-FMI-008, Bulgaria and the JINR–Bulgaria cooperation program.

References

1. K.K. Likharev. Introduction in Josephson junction dynamics. Moscow, Nauka, GRFML (1985).
2. V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.Yu. Rusanov, et al. Coupling of two superconductors through a ferromagnet: evidence for a pi junction // Phys. Rev. Lett. 36 (2001) 2427-2430.
3. Yu.S. Galpern and A.T. Filippov. Joint solution states in inhomogeneous Josephson junctions // Sov. Phys. JETP. 59 (1984) 894-903.

Investigation of magnetic reversal depending on the model parameters in φ_0 -Josephson junction with external pulse signal

P.Kh. Atanasova^{1,*}, S.A. Panayotova¹, Yu.M. Shukrinov^{2,3}, I.R. Rahmonov^{2,4},
E.V. Zemlyanaya^{2,3}

¹ University of Plovdiv Paisii Hilendarski, 24 Tzar Asen, 4000 Plovdiv, Bulgaria.

² Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Moscow Region, 141980, Russia.

³ Dubna State University, Dubna, 141980, Russia.

⁴ Umarov Physical Technical Institute, TAS, Dushanbe, 734063, Tajikistan.

*atanasova@uni-plovdiv.bg

We investigate realization of full magnetization reversal in the φ_0 -Josephson junctions with direct coupling between magnetic moment and Josephson current. We have developed a special user software for studying of magnetization dynamics in such junctions. Implicit two-stage Gauss-Legendre method performing a higher accuracy than the explicit Runge-Kutta scheme is implemented in this software. The effect of model parameters values on the magnetization reversal is investigated. By means of numerical simulations with help of the developed user software, we established that the realization of magnetization reversal depends on a relation of the Josephson and magnetic energy periodically. The obtained results might be useful for understanding of complex physical processes in different fields of superconducting spintronic.

Introduction

In the superconductor–ferromagnetic–superconductor structures, the spin-orbit coupling in ferromagnetic layer without inversion symmetry provides a mechanism for a direct (linear) coupling between the magnetic moment and the superconducting current [1]. Such Josephson junctions are called φ_0 -junction. The possibility of controlling the magnetic properties by means of the superconducting current, and as well the effect of magnetic dynamics on the superconducting current attracts an intensive attention [1-5].

In Ref.[4], the realization of magnetization reversal was demonstrated using the numerical simulation of its dynamics. The magnetization reversal is sensitive to the model parameters. In this paper we investigate the effect of model parameters values to the magnetization reversal and also discuss the optimal numerical approach for simulation of physical properties of such structures.

Theoretical model

The dynamics of the magnetization in ferromagnetic layer in the φ_0 -Josephson junctions is described by the Landau-Lifshitz-Gilbert equation [1].

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\frac{\omega_F}{1+M\alpha^2} ((\vec{m} \times \vec{H}) + \alpha\vec{m}(\vec{m} \cdot \vec{H}) - \vec{H}), \quad (1)$$

where α is damping parameter, ω_F is normalized frequency of ferromagnetic resonance. Here \vec{H} is effective magnetic field with the components

$$\begin{cases} H_x = 0 \\ H_y = Gr \sin(\varphi(t) - rm_y(t)), \\ H_z = m_z(t) \end{cases} \quad (2)$$

where G – relation of Josephson energy to energy of magnetic anisotropy, r – the spin-orbit coupling parameter. The Josephson phase difference φ can be found using equation

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{\omega} (I_{pulse}(t) - \sin(\varphi - rm_y)), \quad (3)$$

where the pulse current is given by

$$I_{pulse} = \begin{cases} A_s, & [t_0 - 1/2\Delta t, t_0 + 1/2\Delta t,] \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4)$$

Here A_s is the amplitude of the pulse current, and Δt is the time interval, in which the pulse current is applied.

Thus, the system of equations (1) with effective field (2),(3) and with the pulse current (4) describes the dynamics of the φ_0 -junction.

Numerical approach

To describe the numerical method we will use the general formulation of the Cauchy problem:

$$\vec{y}' = \vec{f}(x, \vec{y}), \quad \vec{y} = \vec{y}_0, \quad x \geq 0.$$

In our problem, we have $\bar{y} = (m_x, m_y, m_z, \varphi)$,

$\bar{y}_0 = (0,0,1,0)$, $x = t$, and \bar{f} corresponds to the right hand side of the system.

The system usually becomes stiff when the relation of Josephson and magnetic anisotropy energy G is growing, especially for $G \geq 50$.

In our research we use an implicit Runge-Kutta method (also known as the Gauss-Legendre method and the Hammer-Hollingsworth method [6]). At each time step with number n and size h of the implicit scheme, we obtain the following system of nonlinear equations with respect to unknown $\bar{k}_i, i = \overline{1,2}$:

$$\bar{k}_1^{(m+1)} = \bar{f}(x + c_1 h, \bar{y}^{(n)} + h(a_{11}\bar{k}_1^{(m)} + a_{12}\bar{k}_2^{(m)}))$$

$$\bar{k}_2^{(m+1)} = \bar{f}(x + c_2 h, \bar{y}^{(n)} + h(a_{21}\bar{k}_1^{(m)} + a_{22}\bar{k}_2^{(m)}))$$

where $c_1 = \frac{1}{2} - \frac{1}{6}\sqrt{3}, c_2 = \frac{1}{2} + \frac{1}{6}\sqrt{3}$,

$$a_{11} = \frac{1}{4}, a_{12} = \frac{1}{4} - \frac{1}{6}\sqrt{3}, a_{21} = \frac{1}{4} + \frac{1}{6}\sqrt{3}, a_{22} = \frac{1}{4}.$$

This system is numerically solved by means of the fixed point iteration method. After determining the coefficients \bar{k}_1 and \bar{k}_2 , we find the values of the unknown $\bar{y}^{(n+1)}$ for the next step with help of the formula:

$$\bar{y}^{(n+1)} = \bar{y}^{(n)} + \frac{h}{2}(\bar{k}_1 + \bar{k}_2) \quad n = \overline{0, N-1},$$

where N is the number of nodes of a discrete mesh in time.

Implementation of the Gauss-Legendre implicit method and the capabilities of the Wolfram Mathematica are combined in the user software which was developed for numerical study of magnetic momenta in JJ [5].

Table 1. Comparison of stability of fourth order Runge-Kutta method and Gauss-Legendre method.

Numerical Method	RK4	GL	RK4	GL
Time stepsize	h=0.1		h=0.02	
Numerical error	$\approx 10^{-2}$	$\approx 10^{-6}$	$\approx 10^{-3}$	$\approx 10^{-11}$

Table 1 presents the results of comparison of the stability of the fourth-step explicit Runge-Kutta method and the implicit Gauss-Legendre method. As we can see the numerical solution of equation using Gauss-Legendre method is more stable.

Results

All calculations are performed using the developed software [5] with implementation of the Gauss-

Legendre method for numerical solving the Cauchy problem for the system (1-4) of nonlinear ordinary differential equations.

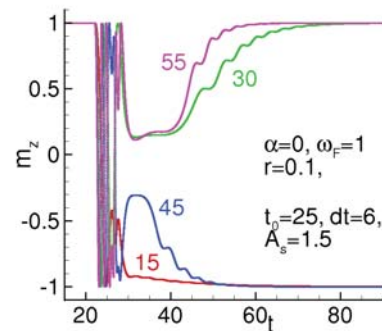


Fig. 1. Time dependence of m_z component on the magnetization for different values of G . Numbers near each curve indicate the value of G

Fig.1 shows the time dependencies of $m_z(t)$ calculated in the cases of $G=15, G=30, G=45$ and $G=55$. As we can see, with increasing of G , the full magnetization reversal is realized at $G=15, G=45$ while in the cases of $G=30, G=55$ magnetization reversal is not observed. One may conclude that the possibility of magnetization reversal depends on the parameter G periodically.

The investigations are supported by the project FP17-FMI-008, Bulgaria, the JINR–Bulgaria cooperation program and by the RFBR in the framework of research grants № 18-02-00318, 18-52-45011. The numerical simulations are supported by the RSF in the framework of project 18-71-10095.

References

1. A. Buzdin, // Physical Review Letters, V. 101, 107005 (2008).
2. A.I. Buzdin, // Rev. Mod. Phys. V. 77, 935 (2005).
3. F. Konschelle, A. Buzdin, // Phys. Rev. Lett. 102, 017001 (2009)
4. Yu.M. Shukrinov, I.R. Rahmonov, K. Sengupta, and A. Buzdin // Appl. Phys. Lett. 110,182407 (2017).
5. P. Atanasova, S. Panayotova, Yu. Shukrinov and I. Rahmonov // Lecture Notes in Computer Sciences, 11189, 1–8, (2019).
6. G. Hall and J.M. Watt, Modern Numerical Methods for Ordinary Differential Equations, Clarendon Press, Oxford (1976).

Поверхностный импеданс на диффузной границе кирального p -волнового сверхпроводника

S.V. Bakurskiy^{1,2}, Ya.V. Fominov^{3,4,*}, A.F. Shevchun^{5,2}, Y. Asano^{6,2}, Y. Tanaka^{7,2},
M.Yu. Kupriyanov^{1,2}, A.A. Golubov^{2,8}, M.R. Trunin^{4,5}, H. Kashiwaya⁹,
S. Kashiwaya⁷, Y. Maeno¹⁰

¹ НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ, Москва.

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный.

³ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка.

⁴ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва.

⁵ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка.

⁶ Hokkaido University, Sapporo, Japan.

⁷ Nagoya University, Nagoya, Japan.

⁸ University of Twente, Enschede, The Netherlands.

⁹ National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Tsukuba, Japan.

¹⁰ Kyoto University, Kyoto, Japan.

*yfominov@hse.ru

Вычислена локальная комплексная проводимость и обусловленный ею поверхностный импеданс на диффузной границе кирального p -волнового сверхпроводника. Именно киральное p -волновое состояние считается наиболее вероятным в сверхпроводящем рутенате стронция Sr_2RuO_4 . Оно анизотропное и при этом полностью щелевое (модуль параметра порядка фиксирован, а фаза зависит от направления). В рамках квазиклассического формализма Эйленбергера-Ларкина-Овчинникова мы численно находим парный потенциал, аномальные функции Грина и плотность состояний на границе, учитывая поверхностное рассеяние. Найденные решения затем используются для вычисления локальной проводимости и импеданса. Мы рассматриваем отклик на внешнее электромагнитное поле как на подщелевых, так и на надщелевых частотах. Изучены аномальные особенности поверхностного импеданса, связанные с генерацией вблизи границы нечетных по частоте сверхпроводящих корреляций (состояние типа сверхпроводимости Березинского). Теоретические результаты сопоставлены с измерениями поверхностного импеданса Sr_2RuO_4 , проведенными в ИФТТ РАН. Наблюдается качественное согласие теории и эксперимента. Полученные результаты дают микроскопическое обоснование феноменологической двухжидкостной модели с увеличенной плотностью нормальной компоненты, ранее предложенной для объяснения аномальных особенностей микроволнового отклика в рутенате стронция.

Был вычислен локальный импеданс на диффузной границе кирального p -волнового сверхпроводника. Теоретический подход основан на использовании квазиклассического формализма Эйленбергера-Ларкина-Овчинникова, в рамках которого была самосогласованно найдена пространственная зависимость парного потенциала. Вычисленные вещественные и мнимые компоненты функций Грина (аномальные функции и локальная плотность состояний) имеют энергетическую зависимость, важной характеристикой которой является наличие подщелевой зоны андреевских состояний (с дисперсией). Используя полученные решения для функций Грина, мы вычислили локальную комплексную проводимость и поверхностный импеданс кирального p -волнового сверхпроводника в широком диапазоне микроволновых частот (частоты

варьировались от подщелевого до надщелевого режима).

Были определены аномальные особенности комплексной проводимости и поверхностного импеданса, обусловленные генерацией вблизи границы нечетных по частоте сверхпроводящих корреляций. Низкочастотный микроволновый отклик проявляет аномальные особенности из-за вклада андреевской зоны (которая отражает наличие нечетных по частоте сверхпроводящих корреляций). Именно, нечетная по частоте симметрия локально приводит к изменению знака n_s — коэффициента, определяющего отклик сверхтока на внешнее электромагнитное поле и обычно интерпретируемого как плотность сверхпроводящих электронов. Вклад, происходящий от андреевской зоны при низких частотах,

приводит к отрицательным значениям n_s вблизи границы.

В результате мнимая часть локальной проводимости также оказывается отрицательной, что приводит к аномальному соотношению $R > X$ между активной и реактивной частями поверхностного импеданса. Этот эффект имеет место на частотах, в несколько раз меньших объемной сверхпроводящей щели. В то же время, диапазон частот, в котором проявляются аномальные свойства, чувствителен как к объемной щели Δ_0 , так и к полуширине андреевской зоны δ . Аномальный диапазон частот максимален при низких температурах, $T \ll T_c$.

Полученные теоретические результаты были сопоставлены с экспериментальными измерениями поверхностного импеданса Sr_2RuO_4 на частотах 28.2 ГГц и 41.7 ГГц. Экспериментально измеренные температурные зависимости $R(T)$ и $X(T)$ демонстрируют явные отличия от случая алюминия, в котором реализуется обычная s-волновая сверхпроводимость. Хотя наиболее интересный режим $R > X$ в эксперименте достигнут не был, результаты оказываются явно отличными от обычных сверхпроводников. Теоретические вычисления сви-

детельствуют о том, что экспериментально обнаруженные аномалии поверхностного импеданса в Sr_2RuO_4 согласуются с предположением о реализации в нем киральной p-волновой сверхпроводимости. Один из основных экспериментальных фактов – существенно увеличенная активная часть поверхностного импеданса, не согласующаяся с s-волновым сценарием. Теоретически мы объясняем этот эффект вкладом от подщелевых андреевских состояний. В частности, таким образом мы даем микроскопическое обоснование феноменологической двухжидкостной модели с увеличенной долей нормальной компоненты (конечная доля квазичастиц при $T = 0$), предложенной ранее для объяснения результатов по поверхностному импедансу в Sr_2RuO_4 .

Литература

1. S.V. Bakurskiy, Ya.V. Fominov, A.F. Shevchun, Y. Asano, Y. Tanaka, M.Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov, M.R. Trunin, H. Kashiwaya, S. Kashiwaya and Y. Maeno. Local impedance on a rough surface of a chiral p-wave superconductor // Phys. Rev. B **98**, 134508 (2018).

Gauge Theory of the Superconductor-Insulator Transition

M.C. Diamantini¹, C.A. Trugenberger², V.M. Vinokur^{3*}

¹ NiPS Laboratory, INFN and Dipartimento di Fisica e Geologia, University of Perugia, via A. Pascoli, I-06100 Perugia, Italy.

² SwissScientific Technologies SA, rue du Rhone 59, CH-1204 Geneva, Switzerland.

³ Materials Science Division, Argonne National Laboratory, 9700S. Cass Avenue, Lemont, IL 60637, USA.

*vinokur@anl.gov

We show that the infinite resistance superinsulating state, which emerges on the insulating side of the superconductor-insulator transition in superconducting films offers a realization of confinement that allows for a direct experimental access. We find that superinsulators realize a single-color version of quantum chromodynamics and establish the mapping of quarks onto Cooper pairs. We reveal that the mechanism of superinsulation is the linear binding of Cooper pairs into neutral “mesons” by electric strings. We develop a gauge theory of the Bose metal (BM) and show that it is the phase in which Cooper pairs and vortices are out of the Bose condensate due to strong quantum fluctuations and form an incompressible liquid of intertwined macroscopic fluctuations of charges and vortices. The Bose metal thus appears as a bosonic topological insulator in which bulk transport is suppressed by topological Aharonov-Bohm-Casher interactions, the Hall resistance vanishes, and longitudinal charge transport is mediated by the U(1)-symmetry-protected gapless edge modes.

Introduction

We find that the Cooper pair binding mechanism in a superinsulator, leading to the infinite resistance at finite temperatures, is the linear, rather than logarithmic, confinement of charges into neutral “mesons” due to Polyakov’s electric strings, arising in the vortex condensate. The Abelian character of the compact QED, albeit a strong coupling gauge theory, allows for an analytical derivation of the linear confinement by electric strings, at variance to the QCD whose complexity requires heavy numerical computations.

Since linear confinement by strings is not restricted to 2D, we establish that superinsulation is a distinct genuine state of matter that appears in both 2D or 3D realizations and calculate the deconfinement temperature that marks the phase transition of superinsulators into conventional insulators and which, in 2D, coincides with the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) transition temperature. Finally, we unearth a Cooper pair analogue of the asymptotic freedom effect, which suggests that systems smaller than the string scale appear in a quantum metallic state. Our findings offer thus an easy access tool for testing fundamental implications of confinement, asymptotic freedom, and related QCD phenomena via desktop experiments on superconductors.

Results

We show the direct formal identity of the Mandelstam – ‘t Hooft – Polyakov confinement and the confine-

ment of the Cooper pairs in a superinsulator mediated by the electric strings.

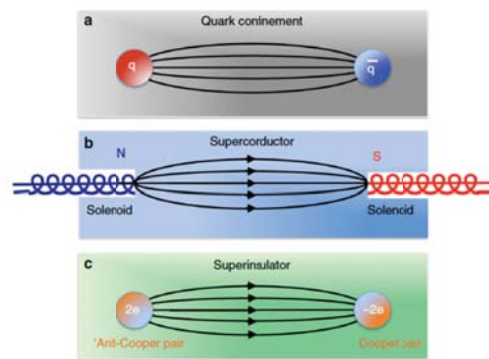


Fig. 1 Dual Mandelstam–t Hooft–Polyakov confinement. a Quark confinement by chromo-electric strings. b Magnetic tube (Abrikosov vortex) that forms in a superconductor between two magnetic monopoles. c Electric string that forms in a superinsulator between the Cooper pair and anti-Cooper pair. The lines are the force lines for magnetic and electric fields respectively. In all cases the energy of the string (the binding energy) is proportional to the distance between either the monopoles or the charges

The effective action describing the electromagnetic response of Cooper pairs in a superinsulator at high dielectric permittivity of the superinsulator has the form

$$S_{eff} = (\gamma^2/2\pi^2) \sum (1/v_c)[1 - \cos(2e\ell F_i)]$$

Here $F_i = \epsilon_{ikl}\partial_k A_l$, where A_l is the vector potential, v_c is the light velocity in the material, $\gamma^2 = C\eta g/v_c$, η is the parameter characterizing quantum fluctuations, g is

the dimensionless conductance of the material, and C is the numerical constant. In the relativistic limit $\eta \approx (1/\alpha\kappa)$, where $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$, $\kappa = \lambda^2/(\xi d)$, λ is the London length, ξ is the superconducting coherence length, d is the film thickness, and $\ell \approx \xi$ is the ultraviolet cutoff parameter. One can see from the action that at large γ the dynamical fields get squeezed into the vicinity of the paths minimizing the action, to form quantized fluxes $\ell^2 F_\mu$. The quantized electric flux tubes are the analogues of the strings mediating linear confinement of quarks into hadrons.

We find the deconfinement transition temperature, T_{dc} , at which the linear tension of the strings vanishes the Cooper pairs get free, and the superinsulator transforms to a ‘conventional’ insulator. In two dimensions the deconfinement transition coincides with the BKT transition so that $T_{dc} \equiv T_{BKT}$, and the system exhibit the BKT criticality on approach to the deconfinement temperature, which is determined by the condition $1/(g\eta) = S(T_{dc})$, where S is some rescaling function. Since the string mechanism of the Cooper pairs confinement maintains in the 3D, one can expect that superinsulation exists also in 3D as well. We find the deconfinement transition in three dimensions and derive the corresponding critical behavior which appears to be the so-called Vogel-Fulcher-Tamman (VFT) behavior characteristic to glass transitions. The deconfinement transition can be realized as a quantum dynamical phase transition driven by an applied electric field E that would tear the electric strings. The threshold voltage, $V_t \propto \sigma L$, where σ is the linear tension of the electric string, and L is the size of the system, corresponds to the pair-breaking critical current in superconductors, and breaks down the neutral meson chains, thus forming a strip of a ‘normal’ insulator along the former string path, carrying the current. This pretty much resembles the conventional dielectric breakdown. The dielectric breakdown is usually accompanied by current noise. Such a noise has indeed been recently observed in the InO films. Experiments demonstrating the linear dependence of the threshold voltage on the sample size in are still to come.

In QCD, the flip side of the string confinement mechanism is the so-called asymptotic freedom, i.e. the unconstrained dynamics of quarks at spatial scales smaller than the string size. While, strictly speaking, asymptotic freedom refers to the running of the dimensionless gauge coupling to zero in the ultraviolet limit, it can be

viewed, from the string point of view, as the “slackening” of the string so that quarks feel only weak short-range potentials at small scales. One would thus expect that, in superinsulators, the asymptotic freedom, in this string sense, should map onto the unconstrained motion of the Cooper pairs at scales smaller than the typical size of the string, d_{string} . The ratio of the string width to the string length is $w_{string}/d_{string} \propto (v_c/\gamma^2)\exp(K\gamma^2/v_c)$, where K is the numerical constant. For systems with small K and large γ^2 , this ratio is small. At scales $w_{string} < r < d_{string}$, Cooper pairs do not feel the string tension anymore but neither do they feel Coulomb interactions screened by the photon mass. Hence, one can expect a metallic-like low-temperature behavior of small samples that should have turned superinsulating had their size exceeded the typical dimension of the confining string, estimated as $d_{string} \lesssim \hbar v_c/k_B T_{BKT}$. Using the TiN films, one obtains $d_{string} \lesssim 60 \mu\text{m}$. Remarkably, the study of the size dependence of superinsulating properties in TiN films revealed that in the latter with the lateral sizes, of $20 \mu\text{m}$ and less, the insulating, thermally activated behavior saturates to the metallic one upon cooling to ‘superinsulating temperatures.’ This complies with the expected asymptotic freedom behavior. However, it would be premature to take it as a conclusive evidence for the asymptotic freedom in superinsulators, and further experimental research is needed.

Integrating out the gauge fields in the general action, one can find a free energy of the vortex/Cooper pair system and find that if the quantum fluctuations are strong enough, the state comprising the out-of-condensate Cooper pairs and vortices. One can then demonstrate that in this state the strong Aharonov-Bohm interactions freeze out their bulk intertwined motion, so that the longitudinal transport is mediated by the edge U(1) symmetry-protected edge modes and has metallic character, while the Hall conductance is zero. One thus arrives at the conclusion that this Bose metal is, in fact the bosonic topological insulator.

References

- M. C. Diamantini, C. A. Trugenberger, V. M. Vinokur
// Communications Physics, **1**, 77 (2018).

Caroli – de Gennes – Matricon states in full shell proximitized nanowires

A.A. Kopasov^{1,*}, A.S. Mel'nikov^{1,2}

¹ Institute for Physics of Microstructures, RAS, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

*kopasov@ipmras.ru

We suggest a simple description of the sub-gap states in full shell proximitized nanowires, which allows us to qualitatively explain the differential conductance measurements of these hybrid structures. We apply the well-known expressions for the Caroli – de Gennes – Matricon bound states for the calculation of the differential conductance of full shell nanowires and find a good qualitative agreement between our description and the experimental data.

Introduction

Semiconducting nanowires fully covered by superconducting shell has been recently predicted to support Majorana edge modes [1]. One of the advantages of this experimental platform is that the required magnetic fields for the topological phase transition can be very low comparing with the usual partly covered semiconducting nanowire devices. Therefore, it is important to study the energy spectrum of the low-energy excitations in such hybrid structures.

Considering the recent experimental data on fully covered semiconducting nanowires [2], one can notice that in low magnetic fields $|\Phi| < (1/2) \Phi_0$, where Φ is the external magnetic flux through the wire and $\Phi_0 = \pi\hbar c / e$ is the superconducting magnetic flux quantum, the differential conductance measurements indicate only the gap feature while for $|\Phi| > (1/2) \Phi_0$ the conductance plots show the presence of almost equidistant in energy sub-gap states. Here \hbar is the reduced Planck constant, c is the speed of light, e is the electron charge, Moreover, the maxima of these sub-gap energy levels as functions of the magnetic flux appear to be shifted from the position $\Phi/\Phi_0 = n$, where n is an integer number.

The fact that almost equidistant in energy sub-gap states appear right after the vortex entry strictly points towards their identification as the Caroli – de Gennes Matricon vortex core states [3]. It is well known that for singly quantized vortices there exists an anomalous branch in the excitation spectrum

$$E_{CdGM}(\mu) = -\Delta_0 \mu / k_{\perp} \xi, \quad (1)$$

where Δ_0 is the superconducting gap taken far away from the vortex center, $k_{\perp} = (k_F^2 - k_z^2)^{1/2}$, k_F is the

Fermi wave number, $\hbar k_z$ is the momentum along the vortex axis, ξ is the superconducting coherence length – the size of the normal core of a vortex, and μ is half an odd integer. One can naturally expect that for the full-covered hybrid nanowires the Eq. (1) is transformed as follows:

$$E(\mu) = -\Delta_0 \mu / k_{\perp}^w R_w. \quad (2)$$

Here Δ_0 is the superconducting gap in the shell, $k_F^w = [(k_F^w)^2 - k_z^2]^{1/2}$, k_F^w is the Fermi wave number in the semiconductor, and R_w is the radius of the nanowire.

There are several reasons for the shift of the sub-gap energy levels with respect to the magnetic flux. First, there is a linear in magnetic field H shift of the energy levels because of the Doppler shift effect [4]. For our case this term can be written as

$$\delta E = (\mu \hbar^2 / 2mR_w^2)(\Phi / \Phi_0), \quad (3)$$

where m is the effective mass in the semiconductor. The presence of the radial Rashba field is expected to vanish in the first-order perturbation theory over the strength of spin-orbit coupling. The positions of maxima on $E(\Phi)$ curves for the sub-gap states can also be shifted if one takes into account the fact that quasiparticles at the surface of the thin superconducting shell experience not only Andreev but also normal reflection. For a mesoscopic superconducting disk of the radius R this additional normal reflection at the sample boundary results in mesoscopic oscillations of the energy levels [5-6]:

$$\delta E(\mu) = -\Delta_0 P_N \sin(2k_{\perp} R - \pi\mu), \quad (4)$$

where P_N is determined by the probability of the normal reflection. The presence of the large Zeeman field

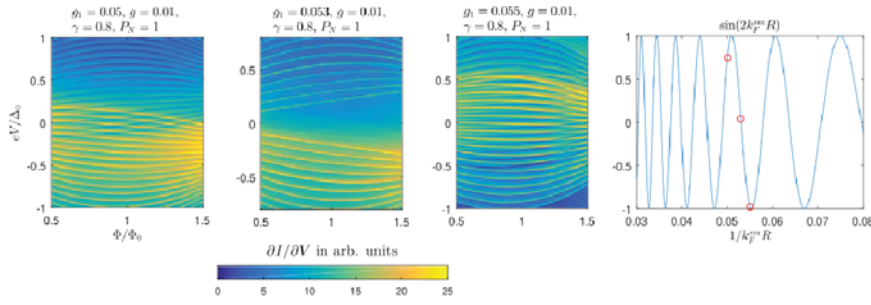


Fig. 1. Colorplot of the differential conductance for the first Little-Parks lobe ($n = 1$) in arbitrary units. The parameters are defined in the following way: $g_1 = 1 / k_F^w R_w$, $g = \hbar^2 / 2mR_w^2 \Delta$. The following restriction on the value of the angular momenta $|\mu| < k_F^w R_w$ is used in order to produce the plots

in the nanowire can also lead to the shift of the maxima on the $E(\Phi)$ curves. However, in this case one would expect to see two series of the sub-gap states, which are split by the Zeeman field. As far as we understand, this splitting is not observed experimentally.

Differential conductance

In order to give a qualitative explanation for the magnetic flux dependencies of the differential conductance in magnetic fields $(1/2) \Phi_0 < |\Phi| < (3/2) \Phi_0$ one can use the expression for the sub-gap states in a singly quantized vortex

$$E(\mu) = -\Delta\mu / k_F^w R_w + \mu\hbar^2 \Phi / 2mR_w^2 \Phi_0 - \Delta P_N \sin(2k_F^w R_w - \pi\mu) , \quad (5)$$

where in the case of a thin superconducting shell the magnetic field dependence of the superconducting gap has the form:

$$\Delta(\Phi) = \Delta_0 [1 - \gamma^2 (n - \Phi / \Phi_0)^2] , \quad (6)$$

where the parameter γ characterizes the degree of the superconductivity suppression due to the orbital effects. The differential conductance $\partial I / \partial V$ in the case of zero temperature can be expressed in the following way:

$$\frac{\partial I}{\partial V} \propto \sum_{\mu k_z} \left(1 + \frac{m}{\hbar^2 k_z} \frac{\partial E}{\partial k_z} \right) \delta(E - eV) , \quad (7)$$

Here $\delta(x)$ is the Dirac delta function, V is the voltage, the energy spectrum $E_{\mu k_z}$ is given by the Eq. (5).

The resulting magnetic flux dependencies of the differential conductance are presented in fig. 1 for several values of the product $k_F^w R_w$. We also choose the probability of the normal reflection to be constant for simplicity. It can be clearly seen from the plots that depending on the product $k_F^w R_w$ in general there appear two series of states possessing the right and left skewness with regard to the lobe center at $\Phi / \Phi_0 = 1$. One can see that there is agreement between this rather qualitative description and the experimental data. Of course, the more accurate description should properly take into account both the Andreev and the normal reflection at the semiconductor/superconductor interface.

Acknowledgements

This work was supported in part by the Russian Foundation for Basic Research, Grants No. 17-52-12044, 18-02-00390 and by the Russian Science Foundation, Grant No. 17-12-01383 (AAK) and Foundation for the advancement of theoretical physics ‘BASIS’ (ASM)

References

1. R. M. Lutchyn, G. W. Winkler, B. van Heck et al. // arXiv:1809.05512 (2018).
2. S. Vaitiekėnas, M.-T. Deng, P. Krogstrup, C.M. Marcus // arXiv:1809.05513 (2018).
3. C. Caroli, P.G. de Gennes, J. Matricon // Phys. Lett. 9, 4, 307-309 (1964).
4. Brun E. Hansen // Phys. Lett. 27A, 576 (1968).
5. N.B. Kopnin, A.S. Mel’nikov, V.I. Pozdnyakova et al. // Phys. Rev. Lett. 95, 197002 (2005).
6. A.S. Mel’nikov, D.A. Ryzhov and M.A. Silaev // Phys. Rev. B 79, 134521 (2009).

Profound surface superconductivity in conventional and unconventional superconductors, single crystals and thin films

V.M. Krasnov

Department of Physics, Stockholm University, AlbaNova University Center, SE-10691 Stockholm, Sweden

*petrov@mail.ru, §sidoroff@mail.ru

Appearance of bulk superconductivity below the critical temperature T_c and the upper critical field H_{c2} should lead to an abrupt vanishing of resistance. However, in reality resistive transitions are always broadened. The broadening is usually ascribed to vortex motion, spatial inhomogeneity or fluctuations. Surface superconductivity (SSC) may survive up to a significantly higher field and can also smear the transition. Although SSC is quite profound in polished clean superconductors, it is usually ignored for disordered, polycrystalline films because SSC is considered to be very sensitive to the quality of the surface. The presence of several mechanisms of broadening of the superconducting transition makes the interpretation of broadening ambiguous. The lack of understanding does not allow confident extraction of fundamental parameters of superconductors, such as H_{c2} , because it is unclear which point at the transition curve corresponds to $H = H_{c2}$. Arbitrary criteria (such as 50% of the normal state resistance R_n) are commonly applied, which apparently does not work for high- T_c superconductors with very broad transitions. Therefore, clarification of the mechanism of broadening is important both for fundamental and applied research on superconductors.

In this talk I will describe our recent efforts to discriminate bulk and surface superconductivity [1,2]. First I will consider conventional sputtered Nb films [1]. By simultaneous tunneling and transport measurements we unambiguously determine bulk H_{c2} [2,3]. It always corresponds to the bottom of resistive transition $R(H_{c2})/R_n \sim 0$.

The top of transition corresponds to the third critical field for destruction of surface superconductivity $H_{c3} \sim 1.7 H_{c2}$. The two-dimensional (2D) nature of SSC leads to appearance of a profound cusplike angular magnetoresistance at $H_{c2} < H < H_{c3}$ [1]. Next, I will present a similar analysis for single crystals of iron-based superconductors $Ba_{1-x}Na_xFe_2As_2$ and $FeTe_{1-x}Se_x$. Both superconductors have relatively small anisotropies $\gamma \sim 2$ and exhibit a three-dimensional (3D) behavior at low temperatures. However, with increasing T and H above the $H_{c2}(T)$ line they start to exhibit a profound 2D angular magnetoresistance due to the remaining SSC. We argue that the corresponding 3D-2D bulk-to-surface dimensional transition can be used for accurate determination of H_{c2} . We conclude that in all studied cases surface superconductivity is the primary cause of broadening of superconducting transitions in magnetic field. Our data indicates that SSC is remarkably robust even in disordered polycrystalline films and, surprisingly, even in perpendicular magnetic fields. Therefore, surface superconductivity has to be considered for proper analysis of the fluctuation superconductivity.

Литература

1. A. Zeinali, T. Golod and V.M. Krasnov // Phys. Rev. B 94, 214506 (2016).
2. A.A. Kalenyuk, A. Pagliero, E.A. Borodianskyi, S. Aswartham, S. Wurmehl, B. Büchner, D.A. Chareev, A.A. Kordyuk and V. M. Krasnov // Phys. Rev. B 96, 134512 (2017).
3. V.M. Krasnov, H. Motzkau, T. Golod, A. Rydh, S.O. Katterwe and A. B. Kulakov // Phys. Rev. B 84, 054516 (2011).

Semiconducting type of interlayer conductivity in $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ single-crystal films near AFM – SC phase transition

M.R. Popov^{1*}, A.S. Klepikova¹, T.B.Charikova^{1, 2}, E.F. Talantsev^{1, 2}, N.G. Shelushinina¹, A.A. Ivanov³

¹M.N. Mikheev Institute of Metal Physics Ural Branch of RAS, Ekaterinburg, Russia

²Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

³National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

*popov_mr@imp.uran.ru

We present the experimental results on the temperature dependences of c -axis resistivity, ρ_c , for single-crystal films of n -type superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ in underdoped ($x = 0.135$ and 0.145) and optimally doped ($x = 0.15$) regions under an optimal annealing. Alternative empirical models were used for quantitative description of the observed semiconductor-like $\rho_c(T)$ dependence.

Introduction

A combination of high metallic conduction in the ab plane ($d\rho_{ab}/dT > 0$) and non-metallic conductivity along the c axis ($d\rho_c/dT < 0$), with a strong anisotropy of the conducting properties ($\rho_c/\rho_{ab} \gg 1$), was repeatedly observed in underdoped and optimally doped *hole-type* [1, 2] and *electron-type* [3,4] high- T_c superconductors (HTSCs). Such behavior is an evidence of the quasi-two-dimensionality of oxide systems consisting of highly mobile CuO_2 layers separated by buffer layers.

This property, inherent to high- T_c systems in a normal state, cannot be described by traditional transport theory. The specific behavior of $\rho_c(T)$ in the layered *hole-doped* oxides was attributed to the *incoherent* tunneling of charge carriers in the c -axis direction (see detailed references in [4]). The model for incoherent transport along the c -axis for HTSC was first proposed by Kumar and Jayannavar [5]. It is assumed in [5] that the repeated in-plane scatterings (with a mean free time τ) block the coherent tunneling (with a tunneling matrix element t_c) of the electron to the neighboring planes. At that a large number of in-plane scatterings takes place before an interlayer tunneling occurs, $\hbar/\tau \gg t_c$. This inequality leads to the modification $t_c \rightarrow t_c(t_c\tau/\hbar) \ll t_c$ and is manifested in a large resistivity anisotropy, $\rho_c/\rho_{ab} \gg 1$.

Experimental results and discussion

The cerium-doped cuprate $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ (NCCO) has a layered perovskite-like crystal structure. It is an *electron-doped* high- T_c superconductor whose structure contains a single CuO_2 plane per unit cell with the distance between adjacent CuO_2 planes, $d = 0.6$ nm. Optimally

annealed ($\delta \rightarrow 0$) NCCO crystals have clearly pronounced two-dimensional properties.

The advances in technology have allowed us to grow the high-quality $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ single-crystal films with $x = 0.135$ and $x = 0.145$ in a vicinity of transition from antiferromagnetic (AFM) phase to superconducting (SC) one. We investigate the films in which the c -axis was both normal ((100) films) and parallel ((1 $\bar{1}$ 0) films) to the substrate, in order to study both in-plane (ρ_{ab}) and out-of-plane (ρ_c) resistivities.

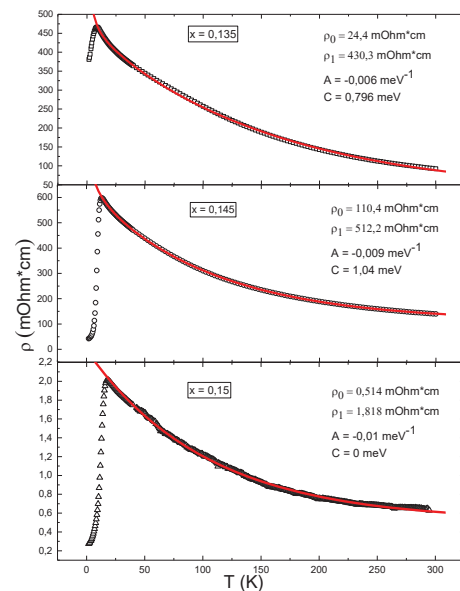


Fig. 1. Temperature dependences of c -axis resistivity for $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ (1 $\bar{1}$ 0) films along with the fits by Eqs (1), (2) (solid lines)

We have detected a strong anisotropy of the conducting properties ($\rho_c/\rho_{ab} \gg 1$) with a pronounced semiconductor-type conduction along the c axis (Fig. 1): the interlayer

resistivity increases with decreasing temperature, reaching values $\rho_c(T_c)/\rho_c(300K) \approx (3 \div 5)$.

The *c*-axis incoherency provides confinement of carriers in the CuO₂ layer but this mechanism leads to a temperature dependence of the *c*-axis resistivity of the same (metallic) type as the dependence of the in-plane resistivity: $\rho_c(T) \sim \rho_{ab}(T)$ [5].

The *c*-axis incoherency provides confinement of carriers in the CuO₂ layer but this mechanism leads to a temperature dependence of the *c*-axis resistivity of the same (metallic) type as the dependence of the in-plane resistivity: $\rho_c(T) \sim \rho_{ab}(T)$ [5]. For quantitative descriptions of non-metallic behavior of $\rho_c(T)$ Giura et al. [2] presented a phenomenological model considered not only interlayer tunneling, but also a thermal activation over barriers.

In the model of a natural superlattice [2] in which CuO₂ layers represent quantum wells and the buffer layers serve as barriers (of the height Δ) the tunneling matrix element looks like $t_c = \exp(-d\sqrt{2m\Delta/\hbar^2})$. After Giura et al. we have proposed that the two complementary processes determine the *c*-axis conductivity σ_c : incoherent tunneling, $\sigma_c^{tun} \sim t_c^2$ and thermal activation across the barriers, $\sigma_c^{th} \sim \exp(-\Delta/kT)$.

The successful description of *c*-axis resistivity, $\rho_c(T)$, within the framework of that model is possible over a wide temperature range of $T = (100 - 300)$ K with an adjustable parameter Δ ($= 28.6$ meV for $x = 0.135$; 17.4 meV for $x = 0.145$ and 12.6 meV for $x = 0.15$), but this approach fails for low temperatures, $T < 100K$.

In Giura et al. model [2] parameter Δ is considered to be independent on temperature. An alternative approach has recently been proposed by E.F. Talantsev [6]. The expression for *c*-axis resistivity was written as

$$\rho_c(T) = \rho_0 + \rho_1 \exp\left(\frac{E_A(T)}{kT}\right) \quad (1)$$

with an activation energy, E_A , in the form of a series in powers of t ($\equiv kT$):

$$E_A(t) = At^2 + Bt + C. \quad (2)$$

Fig. 1 shows the $\rho_c(T)$ dependences for NCCO films with $x = 0.135, 0.145$ and 0.15 and a corresponding fitting of them by Eqs (1), (2) with remarkable accuracy giving a description of the experimental data for all the selected compounds, x , in the range from $T = T_c$ to $300K$. The obtained values of adjustable parameters

ρ_0, ρ_1 and A, C ($B = 0$ for all samples) are presented in Fig. 1.

One of the consequences of this approach is that at $T \rightarrow 0$ (if the superconductivity does not occur) the *c*-axis resistivity would tend to a finite value: $\rho_c(T \rightarrow 0) \rightarrow \rho_0 + \rho_1$ (excluding a small correction from the low activation energy at $T < \sim 20K$ for $x = 0.135$ and 0.145). Physically, this can mean the decisive role of sub-barrier tunneling in the *c*-axis transport, and $\rho_c(T)$ dependence can arise from the temperature-dependent renormalization of the tunneling matrix element t_c by a coupling to adiabatic phonons [5, 7].

Two models were used to describe the experimental results on $\rho_c(T)$: the model, which combines interlayer tunneling and thermal activation over barriers provided *T*-independent barrier height [2], and the model which takes into account the temperature dependence of the activation energy for the carrier excitation across the barrier [6]. The second assumption results in significant improvement of the accuracy in the description of the experimental curves for all the NCCO films studied in the entire temperature range from $T = T_c$ to $300K$.

This work was carried out in the framework of the state task by the theme "Electron" (No. AAAA-A18-118020190098-5) and in part supported by the Russian Foundation for Basic Research (project No. 18-02-00192) and by the project "Fundamental Research" of Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, No. 18-10-2-6.

Литература

1. T. Ito, H. Takagi, S. Ishibashi, et al. //Nature, V.350, 596 (1991).
2. M. Giura, R. Fastampa, S. Sartiet al. //Physica C, V.460-462, 831 (2007).
3. T.B. Charikova, A. I. Ponomarev, G. I. Kharus, et al. //JETP, V. 105, 626 (2007).
4. A.S. Klepikova, D.S. Petukhov, O.E. Petukhova, et al. // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series, V.993, 012002 (2018)
5. N. Kumar and A.M. Jayannavar // Physical Review B, V. 45, 5001 (1992).
6. E.F. Talantsev, private communication.
7. A.J. Leggett, S. Chakravarty, A.T. Dorsey, et al. // Review of Modern Physics, V.50, 1 (1987).

Vortex lattice transition in FeSe single crystals

A.V. Putilov^{1,2,*}, C. Di Giorgio¹, V.L. Vadimov², D.J. Trainer¹, E.M. Lechner¹, J.L. Curtis³, M. Abdel-Hafiez^{4,5,6}, O.S. Volkova^{6,7,8}, A.N. Vasiliev^{6,7,9}, D.A. Chareev^{8,10,11}, G. Karapetrov³, A.E. Koshelev¹², A.Yu. Aladyskin^{1,2}, A.S. Melnikov², M. Iavarone¹

¹ Physics Department, Temple University, Philadelphia, PA 19122, USA.

² Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Russia 603950

³ Physics Department, Drexel University, Philadelphia, PA 19104, USA.

⁴ Center for High Pressure Science and Technology Advanced Research, Shanghai, 201203, China

⁵ Fayoum University, Fayoum 63514, Egypt

⁶ National University of Science and Technology "MISIS", Moscow 119049, Russia

⁷ Physics Faculty, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia.

⁸ Institute of Physics and Technology, Ural Federal University, Yekaterinburg, 620002, Russia.

⁹ National University of Science and Technology "MISIS", Moscow, 119049, Russia.

¹⁰ Institute of Experimental Mineralogy, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, Moscow District, 142432, Russia.

¹¹ Physics Department, Illinois Institute of Technology, Chicago, IL 60616, USA.

¹² Ural Federal University, 620002 Ekaterinburg, Russia

¹³ National Research South Ural State University, Chelyabinsk 454080, Russia

¹⁴ Institute of Experimental Mineralogy, Russian Academy of Sciences, 142432 Chernogolovka, Moscow District, Russia

¹⁵ Kazan Federal University, Kazan 420008, Russia

¹⁶ Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA

*aputilov@ipmras.ru

Using low-temperature scanning tunneling microscopy and spectroscopy, we have imaged the vortex core and the vortex lattice in FeSe single crystals. We observed elongated vortex cores with an anisotropy that grows from 1.5 to 2.3 as the applied magnetic field increases. The bound states detected in the vortex cores and the oscillations of the local density of states are consistent with this material being in the quantum limit. In addition, at low fields we find an almost hexagonal vortex lattice that undergoes noticeable rhombic distortions above a certain field ~ 1.5 T. This field H^* also reveals itself as a kink in the magnetic field dependence of the specific heat. The observed evolution of the vortex lattice structure can result from an interplay between different bands, nonlocal effects which cause the field-dependent interplay between the symmetry of the crystal and vortex lattice, and the magneto-elastic interactions due to the strain field generated by vortices. For the qualitative theoretical description of the observed experimental data, we use a two-band Ginzburg-Landau model with the interband Josephson coupling. Numerical simulations show a rhombic distortion of a hexagonal vortex lattice as the magnetic field increases which qualitatively coincides with experimental data.

In the following, we report low-temperature scanning tunneling microscopy and spectroscopy (STM/STS) experiments showing an anisotropic vortex core and a noticeable vortex lattice transformation and explain the experimental findings in the context of two-band Ginzburg-Landau (GL) theory. FeSe single crystals were grown in evacuated quartz ampoules using the AlCl_3/KCl flux technique in a temperature gradient (from 400°C to 350°C) for 45 days. Low-temperature STM and STS have been performed at $T = 1.5$ K using Unisoku UHV STM system, with a base pressure of 4×10^{-11} Torr. The samples were cleaved in UHV at room temperature and soon after were transferred to the STM at low temperature. Pt-Ir tips were used in all of our experiments, therefore the tunneling conductance between a normal electrode (tip) and a sample provides the local quasiparticle density of states of the sample. Tunneling spectroscopy was performed using a stand-

ard lock-in technique with an ac modulation of 0.2 mV at 373 Hz. The vortex lattice is visualized by acquiring the lock-in signal (conductance) maps at $E = E_F$ while scanning the tip over the sample surface at higher voltage (20 mV) at each location. Topography was always acquired simultaneously to assure the location where the spectroscopic information was recorded.

We use the STM conductance maps for magnetic fields between 1 T and 7 T applied perpendicular to the a-b plane of the sample to visualize the vortex lattice and the vortex cores and to investigate how they evolves with the applied magnetic field.

To extract the coherence lengths from the conductance maps, we fit the spatial dependence of the zero-bias conductance in the vortex core with an exponential decay of the form

$$G = G_0 + A \sum_i \exp\left(-\frac{(x-x_i)^2}{\xi_{Short}^2} - \frac{(y-y_i)^2}{\xi_{Long}^2}\right)$$

Here G_0 is the conductance value in between the vortex cores and the summation is performed over the first neighbors, ξ_{Short} and ξ_{Long} are the decay lengths and can be considered as the coherence lengths along different directions. Keeping the neighboring vortices in the summation improves the fit for the maps at high magnetic fields when the vortices overlap. We find that while $\xi_{Long} \approx 6$ nm is nearly constant, ξ_{Short} decreases from 4 nm to 2.5 nm with increasing magnetic field. Consequently, the anisotropy defined as the ratio ξ_{Long}/ξ_{Short} , increases from the value 1.5 at low field to 2.3 when magnetic field exceeds 3 T.

For the vortex structure analysis we performed Delaunay triangulation of the real-space conductance maps. The average angle obtained from the Delaunay triangulation is analyzed as a function of the applied magnetic field. An almost hexagonal lattice is obtained at low field characterized by a unimodal distribution of angles centered at about 60° . The probability distribution function with three maxima at 45° , 60° and 80° is instead observed in the transition region, pointing to a co-existence of hexagonal and rhombic lattices in the same scanning area. At high fields a bimodal distribution with two local maxima near 45° and 80° is observed.

For the qualitative theoretical description of the observed experimental data, we suggest to use a two-band GL model. Introducing the Cooper pair wave functions in different energy bands one can define two critical magnetic fields $H_{c2}^{(1,2)}$ corresponding to the suppression of different order parameter components. We assume $H_{c2}^{(2)} < H_{c2}^{(1)}$ and a complete suppression of superconductivity in both bands occurs only at the upper critical field $H_{c2}^{(2)}$, while the field $H_{c2}^{(1)}$ corresponds to a strong suppression of the superconducting correlations in just one bands. In our model the dominant component is highly anisotropic and provides the square-like lattice at the high field. Its coherence length is definitely smaller than the distance between vortices because we work far from the upper critical field of the superconductor. The subdominant order parameter component is assumed to be isotropic. The size of the

vortex core is different for different order parameter components. Thus, for our range of magnetic fields below the field $H_{c2}^{(2)}$ the cores overlap if we consider the subdominant order parameter pattern and do not overlap for the dominant order parameter component. The overlapping of the subdominant order parameter cores is responsible for the transformation of the vortex lattice to the hexagonal one at low magnetic field. The STM measurements appear to be sensitive mainly to the dominant order parameter component and thus our experiments do not show the overlap of the vortex cores.

The authors would like to acknowledge fruitful discussions with V. Kogan and T. Hanaguri. We also would like to acknowledge technical support during the early stage of these measurements from S. A. Moore. The work at Temple University, where low temperature scanning tunneling measurements were performed, was supported by U.S. Department of Energy, Office of Science, Basic Energy Science, Materials Sciences and Engineering Division under Award Number DE-SC0004556. The work at Drexel University and at the M.V. Lomonosov Moscow State University was supported by the U.S. Civilian Research and Development Foundation (CRDF Global). The work in Russia has been supported in part by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation in the framework of the Increase Competitiveness Program of NUST “MISiS” grant K2-2017-084, by Act 211 of the Government of Russian Federation, Contracts No. 02.A03.21.0004, 02.A03.21.0006, 02.A03.21.0011 and by the Russian Government Program of Competitive Growth of Kazan Federal University. One of the authors (C.D.G.) would like to acknowledge partial support from MIUR (Ministry of Education, Universities and Research of the Italian Government). The work in IPM RAS (Nizhny Novgorod) was supported in part by the Russian Science Foundation (the calculation of the vortex lattice characteristics — Grant No. 18-72-10027; the calculation of the vortex core deformation and the analysis of the experimental data — Grant No. 17-12-01383), the Russian Foundation for Basic Research (Grants No. 17-52-12044), and Foundation for the advancement of theoretical physics “BASIS” No. 109. The work at Argonne National Laboratory was supported by the U.S. Department of Energy, Office of Science, Basic Energy Science, Materials Sciences and Engineering Division.

Chirality selective spin interactions mediated by the superconducting current

D.S. Rabinovich^{1,2,3*}, I.V. Bobkova^{2,3§}, A.M. Bobkov³, M.A. Silaev⁴

¹ Skolkovo Institute of Science and Technology, Skolkovo 143026, Russia

² Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141700 Russia

³ Institute of Solid State Physics, Chernogolovka, Moscow reg., 142432 Russia

⁴ Department of Physics and Nanoscience Center, University of Jyvaskyla, P.O. Box 35 (YFL), FI-40014 University of Jyvaskyla, Finland

*daniil.rabinovich@skoltech.ru, §bobkova@issp.ac.ru

We show that superconducting correlations in the presence of non-zero condensate velocity can mediate the peculiar interaction between localized spins that breaks the global inversion symmetry of magnetic moments. The proposed interaction mechanism is capable of removing fundamental degeneracies between topologically distinct magnetic textures. For the generic system of three magnetic impurities in the current-carrying superconductor we find the energy term proportional to spin chirality. In realistic superconductor/ferromagnetic/superconductor setups we reveal significant energy differences between various magnetic textures with opposite chiralities. We calculate Josephson energies of junctions through left and right-handed magnetic helices as well as through the magnetic skyrmions with opposite topological charges.

Introduction

Interactions between magnetic moments are the cornerstone elements in the condensed matter physics, because they determine basic properties of magnetic materials. Mostly studied up to now are the various pairwise exchange couplings between spin magnetic moments $\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2$. The usual exchange interaction $E = J_{ex}(\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2)$ leads to ferromagnetic or anti-ferromagnetic coupling depending on the sign of exchange integral J_{ex} which in the metallic host is modified by the presence of conductivity electrons according to the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida mechanism. In systems with broken inversion symmetry one can obtain the antisymmetric exchange or the Dzyaloshinskii-Moriya term $E = \mathbf{D}_{12}(\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2)$ [1]. All known contributions to the interaction energy have the common property of being invariant with respect to the global magnetization inversion $E(\mathbf{m}) = E(-\mathbf{m})$. This symmetry leads to the fundamental degeneracies between topologically distinct magnetic systems which cannot be transformed into each other by the global spin rotations around the symmetry axes. Here we demonstrate the fundamental spin interaction which removes the above-mentioned degeneracies between magnetic textures. This contribution appears in the presence of moving superconducting condensate, or in other words the current-carrying superconducting correlations. For a system of three magnetic impurities $\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2, \mathbf{m}_3$ in a superconductor with moving condensate this contribution takes the form $E_{ch} = E_a \mathbf{m}_1(\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_3)$, that is possible only if the scalar prefactor E_a changes the sign under the time-reversal

transformation. Although the existence of $E_a \neq 0$ is prohibited in the normal state, such T-odd scalars exist in superconductors where the condensate moves with nonzero velocity. Therefore, chirality-sensitive triple spin interactions are possible in the presence of superconducting correlations. It can be demonstrated by the general example of three magnetic impurities in a superconducting host under the applied supercurrent [2]. This mechanism fundamentally differs from ones considered earlier since it removes degeneracy by energy between otherwise degenerate spin textures.

Further the discussed energy contribution is considered for two S/F/S structures, where it leads to magnetoelectric effect, manifested as anomalous Josephson effect.

Magnetic helix

We demonstrate that for S/F/S structure with helical ferromagnet of width d with magnetization

$$\mathbf{m}(x) = h(\pm \mathbf{x} \cos \alpha + \sin \alpha (\mathbf{y} \cos \theta + \mathbf{z} \sin \theta))$$

with $\theta(x) = x\theta'(x)$, $\alpha = \text{const}$ current as a function of Josephson phase difference can be expressed as

$$j = j_o \sin \varphi + j_a \cos \varphi = j_c \sin(\varphi - \varphi_0) \quad (1)$$

that for Josephson energy gives

$$2eE_j/\hbar = \sqrt{j_o^2 + j_a^2} - j_o \cos \varphi + j_a \sin \varphi \quad (2)$$

where anomalous current sign is different for different helix chiralities. On fig. 1 we present chiral energy of S/F/S contact for different chiralities. Therefore, for the particular example of the magnetic helix this figure clearly illustrates our statement that the chiral contribu-

tion to the Josephson energy removes the degeneracy between opposite chiralities.

On figure 2 we present 2D color-coded plots of the ground state phase φ_0 in different planes. The color coding of the phase is explained in figure 2(d). One can see the regions of 0-state (in yellow) and the regions of π -state (in blue). There are also regions of the intermediate ground state phase between them.

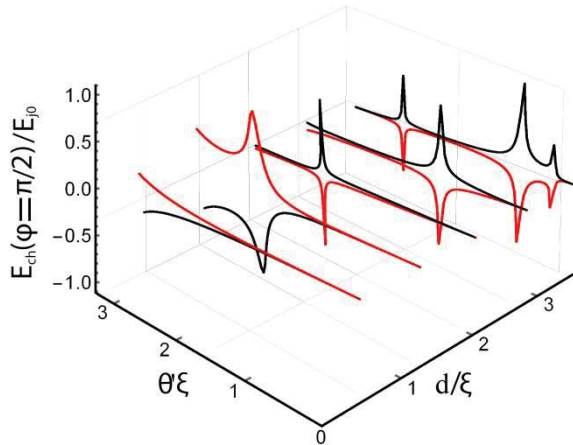


Fig. 1. Chiral energy $E_{ch}(\varphi = \pi/2)$ for $sgn \chi = +1$ (black curves), and $sgn \chi = -1$ (red curves)

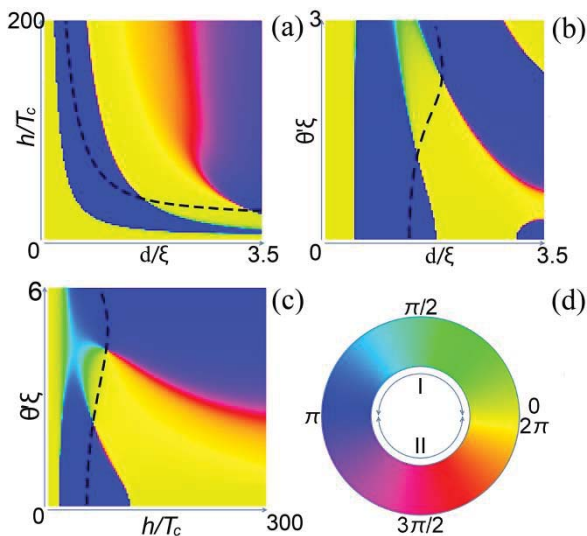


Fig. 2. Phase difference in a ground state in (a) (h, d) – plane, $\theta\xi = 1$; (b) (θ, d) – plane, $h = 40T_c$; (c) (h, θ) – plane, $d = \xi$. (d) The color coding to panels (a-c)

The most striking feature, which can be observed from these plots, is that there are two topologically inequivalent types of 0- π transitions in the system. It is seen that the transitions between 0 and π states differ by the way of the unit circle bypass, see figure 1(d). The green-light blue regions (boundaries between yellow 0-regions and blue π -regions) correspond to the transitions via $\pi/2$ intermediate phases and are called by type

I transitions. The red boundaries indicate transitions via $3\pi/2$ intermediate phases and are called by type II transitions. The type of the transition is determined by the sign of j_a .

The type of the transition can also be changed for a fixed chirality due to the alternating dependence of j_a on the junction parameters. It is demonstrated in figure 1(a)-1(c), where the black dashed line corresponds to $j_a = 0$ and the intersections of this line with the transition lines $j_o = 0$ give the points where the transition type changes.

Josephson junction through magnetic helix was considered before [3], but no anomalous effect was found. In current paper to obtain the effect additional spin-polarized S/F and F/S boundaries were added.

Magnetic skyrmion

Here we consider Josephson junction through skyrmions with opposite topological charges. Skyrmion magnetization is given by

$$\mathbf{m} = (\cos \Phi(\theta) \sin \Theta(r), \sin \Phi(\theta) \sin \Theta(r), \cos \Theta(r))$$

where (θ, r) are polar coordinates in (x, y) plane, and superconductors are connected to ferromagnet at $y = 0, d$. It was demonstrated, that for this system current-phase relation and energy are also given by (1) and (2). Depending on the position of the center of the skyrmion along x-axis ground state phase difference can take arbitrary value, different from πn . Chiral term in energy removes degeneracy between skyrmions with opposite topological charges $Q = \pm 1$ and fixed phase difference selects the most favorable topological charge. If we neglect pinning effects, then center of a skyrmion with a fixed charge will move to the most energetically favorable position, which is determined by Josephson phase difference. Therefore, by controlling phase difference one might also control skyrmion's position in ferromagnet.

Acknowledgments

The work was supported by RFBR grant 19-02-00466.

References

1. T. Moriya // Phys. Rev. 120, 91 (1960).
2. D.S. Rabinovich, I. V. Bobkova, A. M. Bobkov, and M.A. Silaev // Phys. Rev. B 98, 184511(2018).
3. A.F. Volkov, [et al.] // Phys.Rev. B 73, 104412 (2006).

Resistive state of SFS Josephson junctions in the presence of moving domain walls

D.S. Rabinovich^{1,2,3*}, I.V. Bobkova^{2,3§}, A.M. Bobkov³, M.A. Silaev⁴

¹Skolkovo Institute of Science and Technology, Skolkovo 143026, Russia

²Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141700 Russia

³Institute of Solid State Physics, Chernogolovka, Moscow reg., 142432 Russia

⁴Department of Physics and Nanoscience Center, University of Jyväskylä, P.O. Box 35 (YFL), FI-40014 University of Jyväskylä, Finland

*daniil.rabinovich@skoltech.ru, §bobkova@issp.ac.ru

We consider superconductor/ferromagnet/ superconductor Josephson junction with domain wall in the ferromagnet. We show that in the presence of spin-orbit coupling domain wall's movement caused by Josephson current lead to voltage generation on the junction even for currents smaller the critical. The mechanism, which generates the voltage, is the ground state anomalous phase shift that is the phase shift between the superconducting leads different from 0 or π in the ground state of the junction. The anomalous ground state phase shift depends on the magnetization of the ferromagnet and, consequently, becomes time-depending when the magnetization varies in time. Hence it works as a voltage generator via relation $V = (\hbar/2e)\dot{\varphi}$. This provides coupling between magnetic and electric parameters of the junction and allows Josephson detection of magnetic inhomogeneities.

Introduction

It has been demonstrated [1] that the domain walls (DWs) can move under the action of the Josephson current in SFS junctions. In particular, in the presence of the spin-orbit coupling in the ferromagnetic interlayer even very small electric currents lower than the critical current j_c of the Josephson junction are able to move the walls unless we do not take into account pinning effects.

However, the DW motion is a dissipative process. The dissipation occurs via the Gilbert damping term in the Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation. In order to maintain the DW motion a voltage should be generated at the junction even at $j < j_c$. Therefore, in the presence of a moving DW the Josephson junction has no dissipationless regime and is in the resistive state starting from the smallest applied currents, which are able to move the wall. This resistive state is to some extent reminiscent of the well-known flux-flow dissipative state in superconducting films. Here we investigate this resistive state and show that voltage generation happens due to nonzero anomalous phase difference $\varphi_0(t)$, which depends on time via magnetization and enters current-phase relation as a time dependent generator. This voltage generation allows for Josephson detection of DWs and other magnetic defects.

In this work we consider the Josephson junction composed of two conventional superconducting leads with a strong ferromagnet as an interlayer between them. We assume that there is a DW inside the interlayer.

It has been shown [1] that the supercurrent applied to such a system generates a torque on the DW. First of

all, the supercurrent exerts the adiabatic spin transfer torque on the wall. It can move the wall only for $j > j_{th}$, where j_{th} is a threshold current necessary to supply infinite motion in complete analogy with non-superconducting ferromagnetic systems. Furthermore, it was shown [1] that a DW can also be moved by the spin-orbit torque in Josephson junctions. This motion is possible even by very small currents if pinning effects are neglected.

Considered model

The ferromagnet is assumed to be strong, that is its exchange energy is comparable to the Fermi energy. We also assume that the S/F interfaces are low-transparent. In this case the current-phase relation for the Josephson current is a sum of spin-up and spin-down subband currents, each of which is sinusoidal [2]. Here for simplicity we consider the simplest case of half-metallic ferromagnet so electric current is given by $j_s = j_c \sin(\varphi - \varphi_0)$.

We assume that the linear spin-orbit coupling have only Dresselhaus type contributions with SO-coupling constant k_D .

For definiteness we consider a head-to-head DW inside the ferromagnetic interlayer of the Josephson junction.

However, all the results discussed in the present paper are also valid for the Neel-type DW located in the (x; y)-plane with the bulk magnetization pointing along the y-axis, but with Rashba spin-orbit coupling.

It is convenient to parametrize the magnetization as $\mathbf{m} = M(\cos \theta, \sin \theta \cos \delta, \sin \theta \sin \delta)$, where in general the both angles depend on (x; t).

We seek for a solution of LLG equation with damping α in the form of Walker ansatz

$$\cos \theta = -\tanh[(x - x_0(t))/d_W]$$

with $\delta \approx \frac{\pi}{2}$ for small enough currents and obtain explicit expression for domain wall velocity $v(t) = \dot{x}_0(t)$.

If domain wall is not close enough to superconductors, then $\varphi_0(t) \approx -2\beta x_0(t)/d_W$, where $\beta = m_F k_D d_W$, m_F is an effective electron mass in ferromagnet.

Modified RSJ model

We calculate the voltage induced at the Josephson junction in the framework of the resistively shunted Josephson junction model (RSJ) model neglecting the junction capacitance. However, in the presence of the time-dependent anomalous phase shift $\varphi_0(t)$ the well-known equation should be modified by taking into account the emergent electric fields arising in the interlayer due to the time-dependence of the spin-dependent gauge field. The modified equation takes the form

$$j = j_c \sin(\varphi - \varphi_0) + \frac{\varphi - \varphi_0}{2eRS},$$

where S is the junction area and R is its resistance

Dc applied current

Suppose that we apply a constant electric current $I = jS$. In a characteristic time t_d , that is determined by DW parameters, wall motion will become steady with velocity $v = -\beta u/\alpha$, where $u = \mu_B j/M e$. For averaged voltage on the junction we obtain

$$\overline{V(t)} = RS\sqrt{j^2 - j_c^2} + \beta^2 u/(e\alpha d_W)$$

where the first term represents the well-known Josephson voltage, which is generated at $j > j_c$. The second term is nonzero as at $j > j_c$, so as when the applied current is smaller than the critical Josephson current and reflects the fact that the Josephson junction is in the resistive state if the DW is moved by the current. The corresponding IV-characteristics of the junction are shown in figure 1. The resistance of the junction at $j < j_c$ caused by the DW motion is given by

$$R_{DW} = \frac{\mu_B \beta^2 \hbar}{e^2 S \alpha d_W M} \quad (1)$$

If the Josephson junction is driven by an AC component of the voltage or current having the frequency ω , then the dependence $V(I)$ manifest horizontal steps at $V_k = k\omega/2e$, which are known as the Shapiro steps. If a mov-

ing DW is present in the junction the Shapiro steps acquire a nonzero slope, which is also determined by expression (1). The IV-characteristic demonstrating the inclined Shapiro steps is shown in the insert to figure 1.

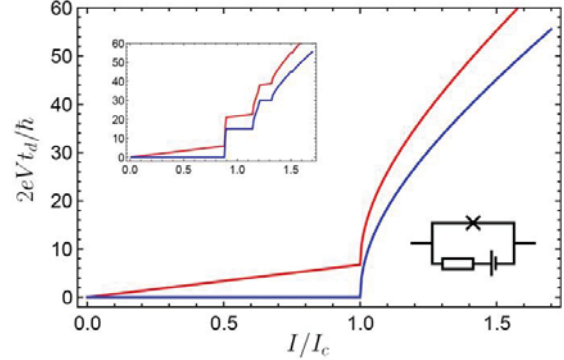


Fig. 1. IV-characteristics of the SFS junction with a DW at rest (blue) and a moving DW (red), $\beta = 1$, $\alpha = 0.1$, $eRSj_c = 20t_d^{-1}$. Upper-left insert: Shapiro steps for $I(t) = I_c + 0.3I_c \cos \omega t$, $\omega = 15t_d^{-1}$. Bottom-right insert: the equivalent circuit scheme of the junction

Rectangular current impulse

Here we consider current in the form of rectangular impulse $j(t) = j\theta(t)\theta(T - t)$ of the longitude T , and find analytical solution for voltage on the junction over time. On figure 2 we demonstrate the results of these calculations. One can see there well-known Josephson oscillations during the impulse time. However, DW motion causes the gradual increase of the voltage. It is seen as an increasing difference between the solid and the dashed minima in the main figure and in the insert.

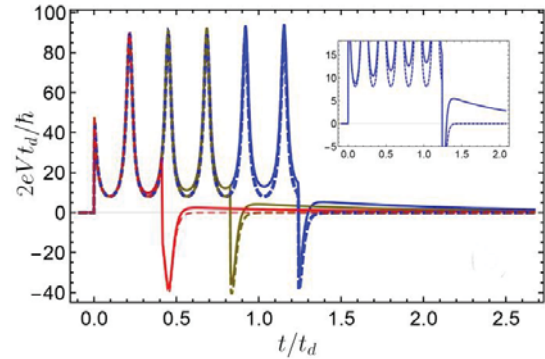


Fig. 2. $V(t)$ for rectangular current impulses. For all the panels the solid lines correspond to $\beta = 1$ and the dashed lines are for $\beta = 0$ (the anomalous phase shift is zero). $j = 1.2j_c$, $T = 1.25t_d$ (blue), $T = 0.83t_d$ (yellow), $T = 0.42t_d$ (red). Insert: $j = 1.2j_c$, $T = 1.25t_d$ (the part of the main panel on a large scale). Others parameters are the same as at figure 1

References

1. I. V. Bobkova, A. M. Bobkov, and M.A. Silaev // Phys. Rev. B 98, 014521 (2018).
2. I. V. Bobkova, A. M. Bobkov, and M.A. Silaev // Phys. Rev. B 96, 094506 (2017).

Electronic structure of the giant vortex in a mesoscopic superconductor

I.A. Shereshevskii^{1,*}, A.V. Samokhvalov¹, N.K. Vdovicheva¹, M. Taupin², I.M. Khaymovich^{3,1}, J.P. Pekola⁴, A.S. Mel'nikov¹

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia.

² Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, Wiedner Hauptstrasse 8-10, 1040 Vienna, Austria

³ Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Nöthnitzer Str. 38, 01187 Dresden.

⁴ QTF Centre of Excellence, Department of Applied Physics, Aalto-University-School of Science, P.O. Box 13500, 00076 Aalto, Finland.

*ilya@ipmras.ru

The electronic structure of the giant vortex states in a mesoscopic superconducting disk is studied in a dirty limit using the Usadel approach. The local density of states profiles are shown to be strongly affected by the effect of quasiparticle (QP) tunneling between the states localized in the vortex core and the ones bound to the sample edge. Decreasing temperature leads to a crossover between the edge-dominated and core-dominated regimes in the magnetic field dependence of the tunneling conductance.

Different exotic vortex states in mesoscopic superconducting (SC) systems of the size comparable to the superconducting coherence length ξ_0 , are known to be formed by the interplay between imposed boundary conditions and the repulsive interactions between vortices [1]. The most remarkable consequence of this interplay is the formation of the so-called giant vortex state or multiquantum vortex when all the vortices merge in the disk center. This report presents the results of the study of the local density of states (DOS) in giant vortices penetrating to a diffusive mesoscopic SC disk, with proper accounting of the sample edge effects. This analysis should provide a theoretical explanation of the available data of scanning tunneling microscopy and spectroscopy (STM/STS) on the exotic vortex structures in mesoscopic samples [2, 3]. Moreover, regions with the reduced superconducting gap are known to be used to suppress overheating of SC quantum devices [4, 5]. Further progress in this field requires a quantitative theoretical description of quasiparticle traps based both on the vortex penetration and on Meissner currents flowing mostly at the sample edge. So, the study of the local DOS in giant vortices penetrating to a circular superconducting sample of order of the coherence length should provide an important step on the route to rather general model of quasiparticle traps in mesoscopic samples.

An adequate theoretical description in the dirty limit corresponding to the very short mean free path $\ell \ll \xi_0$ is based on the Usadel-type theory. Such calculations are known to provide an excellent tool for the analysis of the DOS in Abrikosov vortex lattices [6] and multiquantum giant vortex [7] in unrestricted geometries.

To elucidate the key results of our study it is useful to note that the overall spectral characteristics and local density of states of the mesoscopic sample can be considered as an interplay of the subgap states, located in

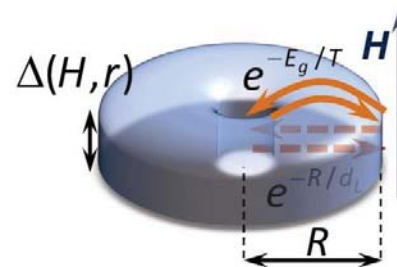


Fig. 1. (Color online) Schematic picture of the spatial order parameter distribution (shown by semi-transparent blue color) in the superconducting disk of the radius R with the giant L -fold vortex in the applied perpendicular magnetic field

the vortices and in the regions with the reduced spectral gap E_g by Meissner currents, especially at the sample edge. To illustrate this interplay we consider for instance different contributions to the zero bias conductance (ZBC) at the sample edge (see Fig.1), which can be experimentally accessed in tunneling transport measurements. The contribution of the giant vortex core states to this quantity can be estimated as follows: $\sim \exp(-R/d_L)$, where R is the distance from the vortex center to the boundary and d_L is the effective decay length dependent on the vorticity L . For $L = 1$ the latter length $d_1 \cong \xi_0$ is of order of the coherence length ξ_0 . The contribution of the edge states should include the temperature activation exponent $\sim \exp(-E_g/T)$, due to the finite spectral minigap E_g . These two terms are comparable for a characteristic temperature $T^*(R) \cong E_g d_L/R$. Thus, we conclude that in a sample of certain size R for the temperatures larger than $T^*(R)$ the core contribution is negligible at the sample edge and, consequently, the finite temperature masks the coupling of the Andreev wells in the vortex core and at the edge. In the opposite

limit of small temperatures $T < T^*(R)$, quantum-mechanical tunneling of the subgap quasiparticles between the vortex and the edge traps becomes observable in the experimentally measurable quantities and dominating over thermally-activated processes. The above estimates give us a simple criterion of the interplay of the core and edge state contributions which will be quantitatively confirmed by further calculations of the local density of states (LDOS) in a diffusive mesoscopic SC disk in a wide interval of magnetic fields, applied perpendicular to the sample plane.

Figure 2 shows the magnetic field dependence of the free energy F and the zero bias conductance G_L at the disk edge on the Fermi level for a small disk radius $R = 4\xi_0$ and two temperatures $T = 0.1 T_{cs}$ (symbol \blacksquare) and $T = 0.2 T_{cs}$ (symbol \square), where T_{cs} is the bare superconductor transition temperature in the dirty limit conditions. All three curves illustrate the switching between the states with different vorticities $L = 0 \div 4$, which are similar Little-Parks-like switching of the critical temperature $T_c(H)$. Sequential entries of vortices produce a set of branches F_L with different vorticity L on the $F(H)$ and $\frac{dI}{dV(H)}$ curves. The transitions between different vortex states are accompanied by an abrupt change in the ZBC, which is attributed to the entry/exit of a vortex inside the disk while sweeping the magnetic field. We observe the Meissner state when the total vorticity $L = 0$ for $H \leq H_{s0} = 2.24 H_0$, and a single-vortex state $L = 1$ in the field range $H_{s0} \leq H \leq H_{s1} = 3.84 H_0$, where $\Phi_0 = \pi R^2 H_0$ is the magnetic flux quantum. In the Meissner state the ZBC is suppressed and spatially homogeneous: the ZBC value at the disk edge is slightly higher than ZBC value in the center. In the increasing magnetic field the gap in the tunneling spectra gradually fills with the quasiparticle states. This effect is more pronounced near the disk edge where the screening superconducting currents have higher density. The smooth evolution of ZBC continues till $H/H_0 \cong 2.24$ where it is interrupted by a vortex entry. At higher fields $H > H_{s1}$ the multivortex states $L = 2 \div 4$ become energetically favorable. Indeed, one can clearly see on Fig.2 that the change in temperature from $T = 0.1 T_{cs}$ to $T = 0.2 T_{cs}$ is accompanied by the change of the direction of jumps in the dependence of zero bias conductance vs magnetic field. The upward jumps in conductance for the lower temperature, $T < T^*(R)$, can be associated with the core dominated regime $\exp(-E_g/T) < \exp(-R/d_L)$, see Fig.1, when the conductance increases with the increase in the number of vortices trapped in the center of the sample and therefore in the parameter d_L .

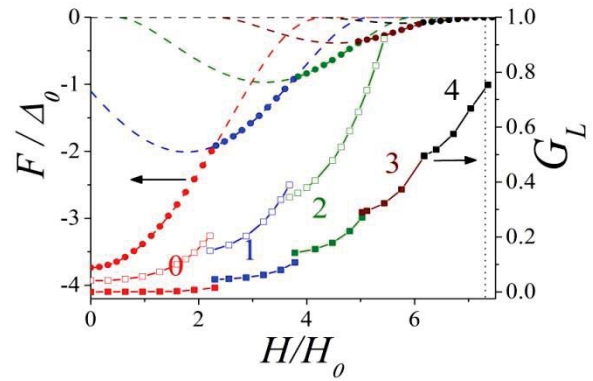


Fig. 2. (Color online) The dependence of the free energy F and the normalized zero bias conductance G_L at the disk edge on the magnetic field

The downward jumps in conductance at higher temperatures, $T > T^*(R)$, are caused by the increase in the (soft) spectral gap value E_g at the sample edge as the vortex enters, which should result in the suppression of the subgap conductance $G_L \sim \exp(-E_g/T)$. The change in vorticity $L \rightarrow L + 1$ in this case results in the decrease of the screening current density and the corresponding enhancement of superconductivity at the edge of the disk. Assuming the crossover temperature $T^*(R)$ to be in the interval $0.1 T_{cs} < T < 0.2 T_{cs}$ and taking $R = 4\xi_0$ one can estimate the value $E_g \sim 0.8\Delta_0$ which is in good agreement with the behavior of the energy dependence of the local density of states.

This work was supported, in part, by the RFBR (17-52-12044) and DFG(KH 425/1-1). In the part concerning the LDOS numerical calculations, the work was supported by RSF (17-12-01383).

References

1. H. J. Fink and A. G. Presson, // Phys. Rev. B, V. **168**, 399402 (1968).
2. N.B. Kopnin, I.M. Khaymovich, A. S. Melnikov, // Phys. Rev. Lett., V. **110**, 027003 (2013).
3. N.B. Kopnin, I.M. Khaymovich, A. S. Melnikov, // J. Exp. Theor. Phys., V. **117**, 418 (2013).
4. H.Q. Nguyen *et al.* // J. Phys., V. **15**, 085013 (2013).
5. M. Taupin, I.M. Khaymovich *et al.* // Nat. Comm. V. **7**, 10977 (2016).
6. A. A. Golubov and U. Hartmann, // Phys. Rev. Lett., V. **72**, 3602 (1994).
7. M. A. Silaev and V. A. Silaeva // J. Phys.: Condens. Matter, V. **25**, 225702 (2013)

Nanofabrication by current stimulated atomic migration

A.V. Silhanek^{1,*}, J. Lombardo¹, W. Keijers², J. Van de Vondel²

¹ Experimental Physics of Nanostructured Materials, Q-MAT, CESAM, Universite de Liège, B-4000 Sart Tilman, Belgium.

² Laboratory of Solid-State Physics and Magnetism, KU Leuven, Celestijnenlaan 200D, 3001 Leuven, Belgium.

*asilhanek@uliege.be

The displacement of atoms caused by high electric current densities was already identified in the late 1960s as a major problem of narrow Al interconnects in integrated circuits and other electronic devices. The negative perception of this phenomenon, known as electromigration, has progressively changed during the last decades, as the scientific community first understood the physical mechanisms involved in the process and then learnt to master it. Nowadays, controlled electromigration can be regarded as a very promising tool for modifying the physical properties of micro and nanoscale materials with single atom resolution and with a high degree of flexibility. In this work, we adopt this emerging technique to achieve in situ targeted modulation of the materials properties in superconducting devices.

Introduction

Electromigration (EM) is the displacement of ions in a metal resulting from the momentum transfer between conducting electrons and diffusing atoms [1]. Although its discovery can be traced back to more than 100 years ago, it became a major problem only when the extreme conditions necessary for operation of integrated circuits made it apparent in the late 1960s.

In conventional wires such as those used for domestic applications, the current density is limited to about 10^4 A/cm² due to Joule heating. Current densities exceeding this value will produce enough heat to melt the metal wire. In this case, electromigration is not a serious concern. However, in micro and nanoscale circuits, where heat evacuation is more efficient, current densities of 10^6 A/cm² or even higher can circulate without burning the circuit. At these high current densities, electromigration becomes significant and an important cause of failure.

The initial negative perception of this stochastic process has progressively evolved. Nowadays, it can be considered as an emerging technique for specifically targeting local modifications of metallic nanocircuits. More importantly, this is achieved with few atom precision, at low cost, and surpassing the possibilities offered by conventional electron beam lithography. Examples illustrating the benefits of controlling the EM process include the creation of few nanometer gaps between two Au pads [2] with the aim to electrically address single molecules [3], the electrical sculpting of nanowires to obtain atomic point contacts [4], the possibility to achieve metal purification and separation of atoms in binary alloys due to the mass selectivity of the process, and the cleaning of 2D materials [5].

Some concrete examples of recent applications of controlled electromigration as a nanofabrication tool for modifying the local material properties of superconducting devices, are briefly discussed in the following sections.

In situ tailoring of superconducting Nb junctions via electro-annealing

The investigated samples consist of 50 nm-thick Nb films deposited by electron beam evaporation onto a Si substrate terminated with a 100 nm-thick SiO₂ layer under UHV and subsequently capped with 5 nm of Si for protection. The Nb film is patterned via electron beam lithography in a bow-tie shape (see left panel of Fig.1) so that even a relatively small applied current can have significant impact due to its crowding (i.e. large density) at the narrowest point of the sample (130 nm).

Controlled EM was achieved by applying a software-controlled voltage to the sample. Typical values of current needed to electromigrate our devices are on the order of a few mA to 10 mA. The EM setup is based on a four point probe measurement scheme. This allows us to directly measure the conductivity of a nanostructure by using a current source and a voltmeter. In these experiments, the control feedback algorithm decides to increase or decrease the applied bias trying to keep the variation of conductance dG/dt at the value set by the operator. This process continues until the desired resistance of the constriction is reached. The details of the electromigration software are described in Ref. [6].

By progressively increasing the applied current, we first identify a regime of current densities at the constriction below 10^8 A/cm², at which the superconduct-

ing properties of the constriction are slightly improved compared to the lateral banks. Within this regime the superconducting critical temperature (T_c) and critical current (I_c) increase, while the normal state resistance (R_n) decreases, thus transforming the system in a S-S'-S junction with $T_c(S') > T_c(S)$. When the applied current (electro-annealing current) is increased above 10^8 A/cm², a rapid deterioration of the superconducting properties takes place in the constriction, and the system switches to a S-S'-S junction with $T_c(S') < T_c(S)$. In other words, a weak link is formed. Under such circumstances, one expects the critical current to decline and eventually exhibit Fraunhofer-like oscillations as a function of the out-of-plane magnetic field, as shown in the right panel of fig.1. These oscillations can be regarded as a fingerprint of a superconducting weak link.

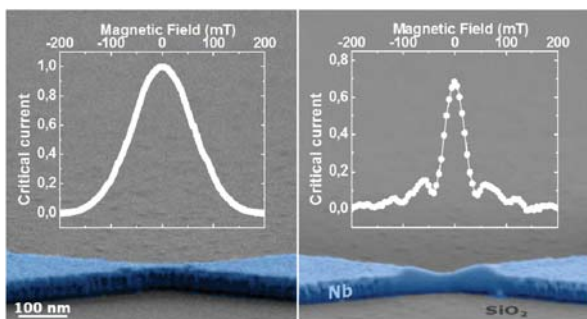


Fig. 1. Tilted angle scanning electron microscopy images of the virgin (left) and after electro-annealing (right) Nb constriction. The insets show the normalized critical current of the device as a function of the external magnetic field. The response of the virgin sample (left panel) is featureless whereas that from the electro-annealed device (right panel) shows a distinct Fraunhofer-like oscillatory dependence

Nb is a refractory material with relatively small self-diffusion coefficient able to sustain large heating. As a consequence, increasing current triggers other effects before atom migration manifest itself. In order to emphasize this point, we coined this process *electro-annealing*. A high-resolution scanning electron microscopy investigation allowed us to identify an amorphization of the material at the central region of the constriction after applying a large current density [7].

Since during this process a local temperature as high as 970 K can be reached at the constriction, the amorphization may result from the combined effects of high temperature and oxygen diffusion in Nb which is known to become important above 400 K. An additional (additive) effect is the possible contamination of the Nb by the silicon substrate to form Nb₅Si₃ during EM.

Unfortunately, the changes produced by electro-annealing in the Nb constriction described above, are nearly irreversible. However, performing a similar procedure in an Al bridge leads to the creation of voids that can be reversibly healed by simply inverting the direction of the applied current [8].

Geometry control of an Al superconducting quantum interference device by stimulated atom diffusion

It has been shown that the use of controlled electromigration on a pre-indented Al bridge permits to down scale the junction size towards a few atoms [4]. In Ref.[9] we extend this approach by electromigrating two parallel Al constrictions forming a superconducting quantum interferometer device (SQUID) and map the asymmetric reduction of the critical current of the weak links. As a consequence of the critical current reduction, the device suffers less from self-heating thus allowing the phase coherence to persist in the dissipative state.

The initial sample is an aluminium nano-SQUID (thickness $d = 30 \pm 2$ nm), with a central hole area of $0.31 \mu\text{m}^2$ and two constrictions of approximately 50 nm width, as shown in the main panel of Fig. 2. At a temperature $T = 1.5$ K, the resistance of the virgin nano-SQUID in the normal state is $R = 7.99 \pm 0.05 \Omega$. The critical temperature, defined as the onset of the resistance drop, $T_c = 1.32 \pm 0.01$ K, the coherence length at zero temperature is $\xi(0) = 140 \pm 10$ nm, and the resistivity $\rho = 3.9 \pm 0.3 \mu\Omega \text{ cm}$. After confirmation that the current-phase relationship of the used bow-tie junctions is well described by the Kulik-Omel'yanchuk (KO) model [10], we investigated the quantum interference effects. This phenomenon manifests itself as a distinct oscillation of the critical current of the device as a function of field for temperatures below the superconducting transition temperature (inset in fig. 2). The data obtained at 300 mK are fitted with an asymmetric SQUID model described in Ref.[11] using the KO current-phase relationship from which we estimate a total inductance of $L = 8.5 \pm 1.0$ pH, mainly dominated by the kinetic inductance.

Let us now explore the possibility to modify the properties of the nano-SQUID using controlled electromigration. In order to map the evolution of its superconducting properties during EM, the process was halted after a targeted reduction of conductance was obtained, then the nano-SQUID was characterized, and afterwards EM was resumed. This process was repeated several times until a gap was generated at the constriction. The EM was performed inside the cryostat at a temperature of 4.2 K.

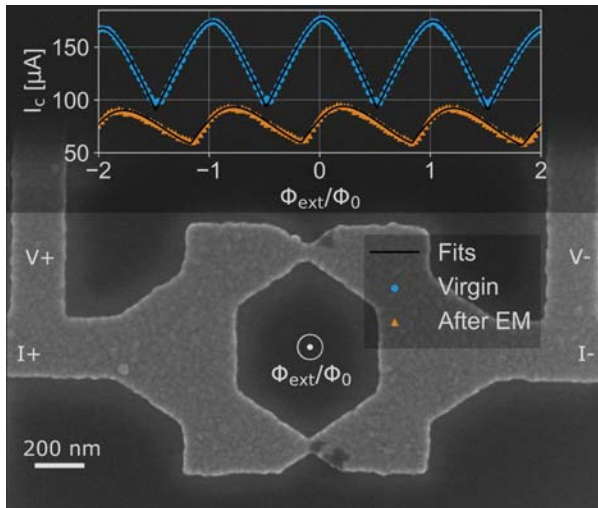


Fig. 2. Main panel: scanning electron microscopy image of the thin film Al nano-SQUID after electromigration. The inset shows the dependence of the critical current of the device as a function of the magnetic flux piercing the central hole for the virgin sample (blue curve) and the electromigrated sample (orange curve). The solid black curves represent fitting of the data with the asymmetric SQUID model [11]

An example of the critical current oscillations after EM is shown in the inset of fig.2 where it is possible to observe a decrease in the oscillation modulation amplitude, a shift of the maximum critical current in magnetic field and an increase in skewness. The origin of these features can be accounted for by an increase in weak link asymmetry. Asymmetry of the junctions becomes advantageous in certain applications. Introducing asymmetry shifts the “blind spots” [12] found at magnetic fields where the I_c interference pattern reaches an extremum. This enables, for example, zero-field sensitivity without any additional sophisticated electronics. Furthermore, sufficient removal of the material from the weak link reduces its critical current, resulting in the absence of potentially detrimental heating effects. As a result of negligible heating, the SQUID’s dissipative state becomes accessible.

Discussion

It is important to note that in the above discussed examples, EM takes place in the normal state. Indeed, in principle, superconducting nanocircuits are not concerned by atomic migration problems chiefly because in the non-dissipative superconducting state, there is no net momentum transfer between the carriers (Cooper pairs) and the atomic lattice. Furthermore, in low critical temperature superconductors such as Al and Nb, the critical current density lies well below the current density needed to start displacing atoms.

Interestingly, this scenario may no longer hold for cuprate superconductors. The reason is twofold; on the one hand, the atomic diffusion barrier can be relatively weak for certain atoms like oxygen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$, consequently reducing the electromigration current density. On the other hand, these compounds exhibit high superconducting critical current densities. Under these circumstances, when the dissipative state is accessed by applying a current density exceeding the critical value, the component of the current carried by the quasiparticles can surpass the electromigration current density and produce irreversible damage to the material even at local temperatures substantially lower than the melting point of the compound. We have recently addressed this phenomenon in Ref. [13].

This work was done in collaboration with X.D.A. Baumans, V. Zharinov, R.B.G. Kramer, R. Pangotra, Ž.L. Jelić, M.V. Milošević, V.V. Moshchalkov, J.E. Scheerder and J.P. Nacenta. The research was supported by the Flemish Science Foundation (FWO-VI, Project No. G.0B53.15), the KU Leuven Internal Funds Project No. CREA/14/011, the COST action NanoCo-Hybri (CA16218), and the F.R.S.-FNRS (PDR T.0106.16). J. Lombardo acknowledges support from F. R. S.- FNRS (FRIA Research Fellowship). The work of A.V.S. is partially supported by the grant CDR J.0151.19 of the F.R.S.-FNRS. The authors thank the ULg Microscopy facility CAREM for part of the SEM investigations. The LANEF framework (ANR-10-LABX-51-01) and the Nanoscience Foundation are acknowledged for their support with mutualized infrastructure.

References

1. J. R. Loyd // *Semicond. Sci. Technol.*, V. 12, 1177 (1997).
2. M.F. Lambert et al. // *Nanotechnology*, V. 14, 772 (2003).
3. J. Park et al. // *Nature*, V. 417, 722 (2002).
4. X.D.A. Baumans et al. // *Nat. Commun.*, V. 7, 10560 (2016).
5. J. Moser, A. Barreiro, A. Bachtold // *Appl. Phys. Lett.*, V. 91, 163513 (2007).
6. V. S. Zharinov et al. // *Rev. Sci. Instrum.*, V. 89, 043904 (2018).
7. J. Lombardo et al. // *Nanoscale*, V. 10, 1987 (2018).
8. X. D. A. Baumans et al. // *Small*, V. 13, 1700384 (2017).
9. W. Keijers et al. // *Nanoscale*, V. 10, 21475 (2018).
10. I.O. Kulik and A.N. Omel'yanchuk // *JETP Lett.* V. 21, 96 (1975).
11. C.D. Tesche and J. Clarke // *J. Low Temp. Phys.*, V. 29, 301 (1977).
12. A. Uri et al. // *Nano Lett.*, V. 16, 6910 (2016).
13. X.D.A. Baumans et al. // *Appl. Phys. Lett.*, V. 114, 012601 (2019).

Coherent dynamics of a superconductor in hybrid structures with the proximity effect

V.L. Vadimov^{1,2}, I.M. Khaymovich^{3,1}, A.S. Mel'nikov^{1,2}

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, GSP-105, 603950 Nizhny Novgorod, Russia.

² University of Nizhny Novgorod, 23 Gagarin Avenue, 603950 Nizhny Novgorod, Russia.

³ Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Nöthnitzer Straße 38,D-01187 Dresden, Germany.

The near equilibrium dynamics of the superconducting order parameter (Higgs modes) in the system superconductor-normal metal (SN) is studied. It was found that the proximity with the normal metal leads to the broadening of the existing Higgs modes and appearance of the new ones at the frequency of superconducting gap.

The dynamics of the superconducting order parameter driven by external perturbation has been studied for few last decades. Many problems of physics of superconductivity require analysis of non-equilibrium processes [1]. One of the simplest approaches is the phenomenological time-dependent Ginzburg-Landau theory which is applicable only to the case of so-called gapless superconductivity. The analysis of the superconductor dynamics beyond this gapless limit requires more general microscopic Keldysh technique. For example, using this technique it was shown that the order parameter relaxation to equilibrium is not exponential but rather polynomial in the collisionless limit [2]. Another important finding was a so-called Higgs mode, the absolute value oscillations of the order parameter at the frequency of double equilibrium superconducting gap. The modern experimental techniques allow to observe these Higgs modes in superconductors directly [3] which boosts the interest to this topic.

In our work we study dynamics of the superconducting order parameter in the superconductor (S) – normal metal (N) bilayer, with a dirty interface using Keldysh Green's functions formalism in the case of the massive normal metal, where ν and V are the density of states at the Fermi level and volume, respectively. The equation for Green's function \check{G}_k in the superconductor written in the 4x4 matrix form in Keldysh-Nambu space reads as follows:

$$i \frac{\partial \check{G}_k}{\partial t} - \check{H}_k \check{G}_k - \check{\Sigma} \check{G}_k = \delta(t - t') \quad (1)$$

$$\check{H}_k = \begin{pmatrix} \check{H}_k & 0 \\ 0 & \check{H}_k \end{pmatrix}, \check{H}_k = \xi_k \check{\tau}_3 + \text{Re} \Delta \check{\tau}_1 - \text{Im} \Delta \check{\tau}_2 \quad (2)$$

where $\check{\tau}$ are the Pauli matrices in 2x2 Nambu space, ξ_k is the energy of the k -th normal mode, Δ is the

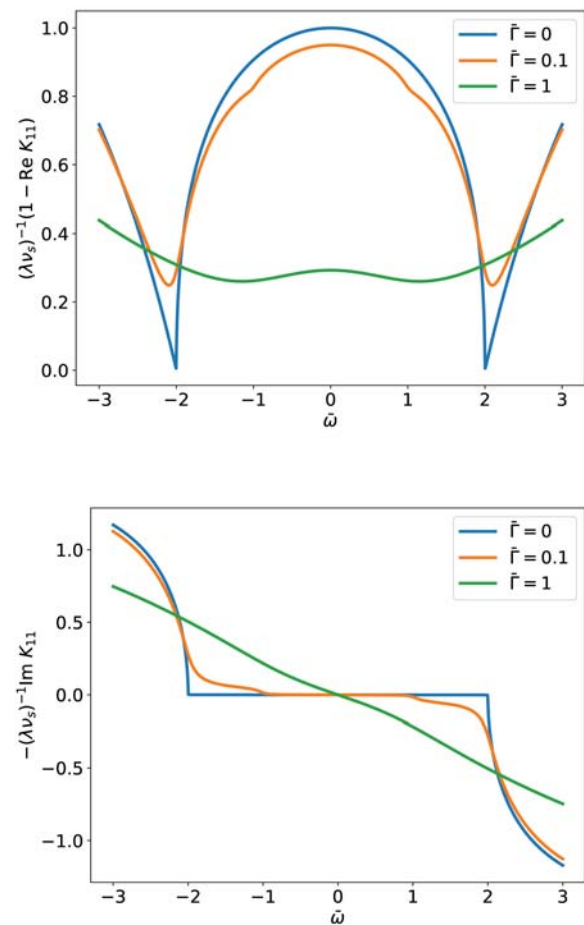


Fig. 1. The dependence of the real and imaginary parts of the kernel K_{11} on frequency for the different tunneling rates

superconducting order parameter determined by the following time-dependent self-consistency equation with the pairing constant λ :

$$\Delta(t) = \frac{i\lambda}{4V_s} \sum \text{Tr} [(\check{\tau}_1 + i\check{\tau}_2) \check{G}_k^K(t, t)] \quad (3)$$

The retarded, advanced and Keldysh components of the self energy have the following Fourier form:

$$\begin{aligned}\check{\Sigma}^R(\omega) &= -i\Gamma_s\check{\Sigma}^A(\omega) = i\Gamma_s \\ \check{\Sigma}^K(\omega) &= -2i\Gamma_s \tanh \frac{\omega}{2T}\end{aligned}\quad (4)$$

where Γ_s is the tunneling rate determined by the mean square tunneling matrix element between the normal modes in S and N parts.

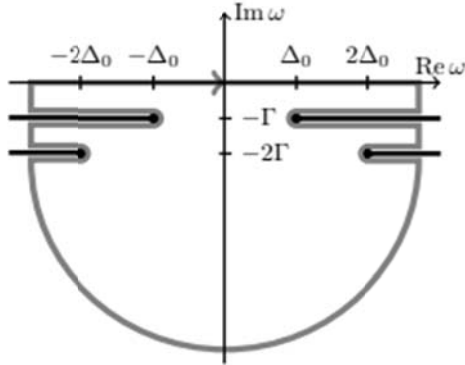


Fig. 2. The area of analyticity of the kernel and the integration contour

First, we find the eigen modes of the superconducting order parameter. We expand Δ near its equilibrium value $\Delta(t) = \Delta_0 + \mathcal{A}_1(t) + i\mathcal{A}_2(t)$. Without loss of generality we assume Δ_0 to be real. Linearizing equations (1) and using the self-consistency equation (3) we obtain equations for eigen modes:

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_1 &= K_{11}(\omega)\mathcal{A}_1 + K_{12}(\omega)\mathcal{A}_2 \\ \mathcal{A}_2 &= K_{21}(\omega)\mathcal{A}_1 + K_{22}(\omega)\mathcal{A}_2\end{aligned}\quad (5)$$

with K_{ij} given by the following expression:

$$K_{jj'}(\omega) = \frac{i\lambda}{8\pi V} \sum_j \int \text{Tr} \{ \check{\tau}_j \check{G}_k^R(\omega' + \omega) \check{\tau}_{j'} \check{G}_k^K(\omega') + \check{\tau}_j \check{G}_k^K(\omega' + \omega) \check{\tau}_{j'} \check{G}_k^A(\omega') \} d\omega' \quad (6)$$

The values of K_{12} and K_{21} are negligible due to small electron-hole asymmetry in the superconductor. Thus, the equation $1 - K_{11}(\omega) = 0$ gives the spectrum of the Higgs modes. To characterize them below we focus on the analytical properties of the kernel K_{11} .

Fig. 1 shows the dependence of real and imaginary part of $1 - K_{11}$ on the frequency ω . The branching points of the kernel at $\omega = \pm\Delta_0 - i\Gamma_s$ and $\omega = \pm 2\Delta_0 - 2i\Gamma_s$ provide the complex frequencies ω of quasistationary modes of

the system at which the order parameter oscillates. Suppose one pushes the system out of the equilibrium with an effective force $f(t)$ acting directly on the order parameter absolute value. Then we have:

$$\mathcal{A}_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{f(\omega)e^{-i\omega t}}{1 - K_{11}(\omega)} d\omega. \quad (7)$$

Assuming $f(\omega)$ to be a meromorphic function of the complex frequency we evaluate this integral closing the contour of the integration as shown in fig. 2. The integral can be expressed as a sum of eigen modes, which come as the integrals along the branch cuts and forced oscillations which are determined by the poles of $f(\omega)$. We can obtain the asymptotic behavior of the contribution to the excited eigen modes of the superconducting order parameter at $\Delta_0^{-1} \ll t \ll \Gamma_s^{-1}$:

$$\mathcal{A}_1 = \frac{a\Gamma_s \cos(\Delta_0 t - \alpha) e^{-\Gamma_s t}}{(\Delta_0 t)^{3/2}} + \frac{b\Delta_0 \cos(2\Delta_0 t - \beta) e^{-2\Gamma_s t}}{(\Delta_0 t)^{1/2}} \quad (8)$$

These oscillations of the order parameter may be associated with the beatings caused by the superposition of the ground and excited states with the pairs of the quasiparticles created by the external force. Both quasiparticles in this pair may be in the superconductor. This corresponds to the excited state with energy at least $2\Delta_0$, the frequency of the standard Higgs modes. Alternatively, one of these quasiparticles may be in the normal metal, then the energy of the state is Δ_0 and we have oscillations at the same frequency.

This work was supported by Russian Foundation for Basic Research (RFBR) Grants No. 18-02-00390 and 17-52-12044, Russian Science Foundation (RSF) Grants No. 17-12-01383 and 18-12-17006.

Literature

1. N.B. Kopnin. Theory of Nonequilibrium Superconductivity, Clarendon Press, Oxford, (2001).
2. A.F. Volkov, Sh.M. Kogan // Zh. Eksp. Teor. Fiz., V. 65, 2038 (1973).
3. Matsunada et al. // Phys. Rev. Lett., V. 111, 057002 (2013).

Magnetic skyrmions in ferromagnet-superconductor (FS) heterostructures

V.L. Vadimov^{1,2}, M.V. Sapozhnikov^{1,2}, A.S. Mel'nikov^{1,2}

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, GSP-105, 603950 Nizhny Novgorod, Russia.

² University of Nizhny Novgorod, 23 Gagarin Avenue, 603950 Nizhny Novgorod, Russia.

The problem of the skyrmion stability in the magnetic film with perpendicular anisotropy covered with a superconducting layer is considered. The expression of the magnetic skyrmion energy is derived analytically within the London model for the superconductor. It is shown that skyrmion can be stabilized by the superconducting dot or antidot even in the absence of Dzyaloshinskii–Moriya interaction. The corresponding stability conditions are obtained numerically.

Topological invariant spin configurations, i.e., magnetic skyrmions, have been predicted for 2D Heisenberg spin lattice in 1970s [1]. The skyrmions can be viewed as magnetic bubble domains (MBD) with a nonzero topological charge [2] which depends on the behavior of the magnetization within the domain wall. Assuming the domain wall width to be zero, one cannot distinguish between the MBDs with different topological charges considering the stray magnetic field only. However, if the finite width of the domain wall is taken into account, the configurations with different charges produce different stray fields. In this paper, we study the stability of the MBDs with the unit topological charge which have the simplest structure of the stray field [3].

The magnetostatic energy of the stray field and the exchange energy of the magnetization configuration cause the instability of the skyrmion in the absence of an external applied magnetic field. Depending on the initial radius, the skyrmion collapses (if $R < R_c$) or expands (if $R > R_c$) [3]. The radius critical value R_c corresponds to the unstable equilibrium and depends on the material parameters and on the thickness of the film. This critical radius R_c goes to infinity if the thickness of the ferromagnetic film h_f is less than the critical thickness h_c . The typical value of h_c is 5–10 nm for ferromagnetic metal films. The skyrmion is a ring-like domain wall and it is possible to form a local potential well for the skyrmion by changing the local energy of the domain wall. Such a potential well can be formed by the exchange interaction with a ferromagnetic vortex [4] spatial modulation of the film thickness [5] or local change of the material parameters (anisotropy

constant) [6]. We show that the nanostructured superconducting layer due to the Meissner screening modifies the magnetostatic energy of the skyrmion and prevent its collapse or expansion. The superconducting dots may prevent skyrmion from the collapse in the thin films while the superconducting antidot may prevent the expansion of the skyrmion.

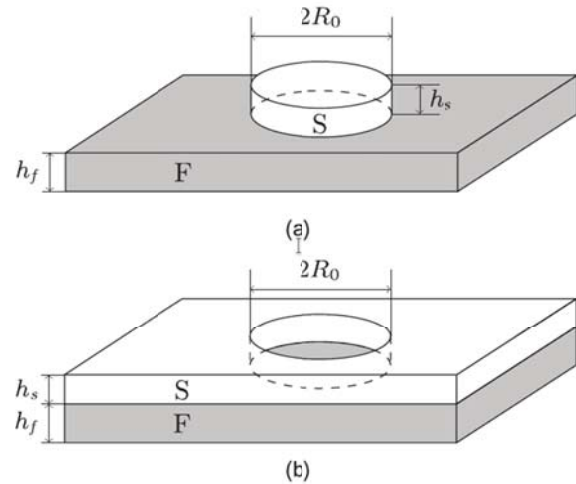


Fig. 1. F/S system with (a) the superconducting dot and (b) the superconducting antidot

We consider a F/S system shown in fig. 1. The superconducting dot/antidot is placed onto the ferromagnetic film of the thickness h_f . The thickness of the superconducting layer is h_s , and the radius of the dot/antidot is

$$R_0 E = E_{ex} + (1/8\pi) \int [(curl A)^2 + \Lambda^{-2}(r) A^2 - 8\pi M curl A] dr.$$

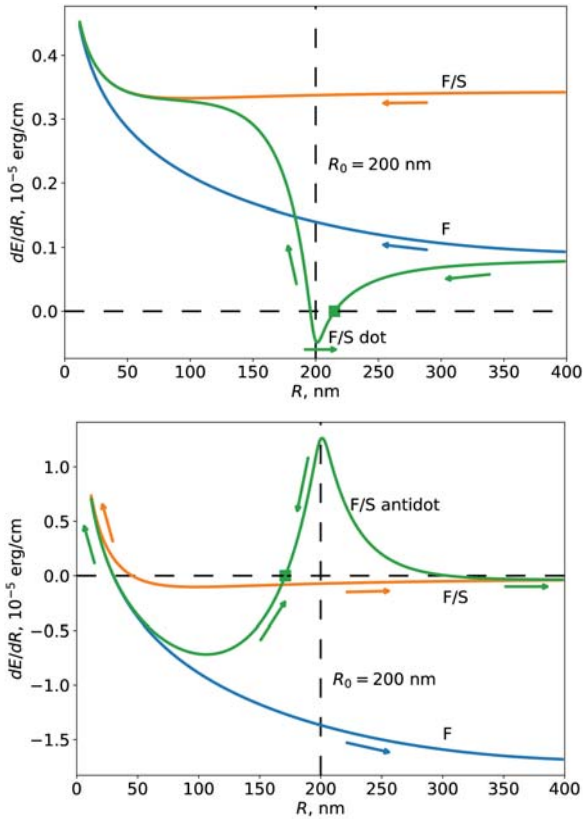


Fig. 2. The dependence of dE/dR vs. the skyrmion radius R in the F/S systems. The parameters of the calculation are $\lambda=45$ nm, $R_0=200$ nm, $h_s=100$ nm, (a) $h_f=1.5$ nm, and (b) $h_f=5$ nm. The magnetic parameters are $M_s=9.5 \cdot 10^5$ A/m, $K=8 \cdot 10^5$ J/m³ and $A=5 \cdot 10^{-12}$ J/m

The free energy of such F/S comes as a sum of the exchange energy in the ferromagnet film and magnetostatic energy of the stray fields where E_{ex} is the exchange energy, A is the vector potential of the magnetic field, Λ equals to the London penetration length λ within the superconductor, and M is the magnetization of the ferromagnetic film. We focus on the magnetostatic problem assuming an explicit form of M without optimization of the exchange energy self consistently and neglect the suppression of the superconductivity caused by the magnetic field. For the MBD of the radius R , we take $M(r)=M_s \text{sgn}(r-R)z_0$ inside of the ferromagnet film and $E_{ex}=2\pi R h_f \sigma$, where $\sigma=4(AK)^{1/2}$ is the energy of the ferromagnetic domain wall per the unit area, M_s , A , and K are the saturated magnetization, the exchange coefficient, and the uniaxial anisotropy, respectively, and sgn is the sign function. Hereafter, we focus on the case of the skyrmion with the unit topological charge which allows us to neglect additional contributions to the stray fields arising from the magnetization texture inside the domain wall [3].

First, we consider the homogeneous superconducting film and show that it cannot stabilize the skyrmion.

Assuming the thicknesses of the films to be small we can find an expression of the energy of the MBD in the ferromagnetic film

$$E_f \approx R[2\pi\sigma h_f - \pi M_s^2 h_f^2 \ln(k_{max} R)]$$

and the energy of the MBD in the FS bilayer

$$E_{fS} \approx R[2\pi\sigma h_f - \pi M_s^2 h_f^2 \ln(k_{max} \lambda_{eff})]$$

in the limit of the large MBD radius. Here we introduced the cut-off wavenumber $k_{max} \sim \min(h_f^{-1}, (K/A)^{1/2})$, where $(A/K)^{1/2}$ is the width of the domain wall in the ferromagnetic film.

The energy of the domain wall in the F/S bilayer is higher than in the single ferromagnetic film due to the Meissner screening effect. This may allow to stabilize the skyrmion with artificial nanostructuring of the superconducting layer. In order to verify this statement, the magnetostatic problem for the structured S layer was solved numerically. The result of the numerical calculation is shown in fig. 2. This figure shows the derivative of the skyrmion energy E by its radius R for the case of the (a) thin and (b) thick ferromagnetic films. The stable radius of the skyrmion which corresponds to $dE/dR=0$ and $d^2E/dR^2>0$ is denoted by the square. This calculation shows demonstrate that the Meissner screening of the stray field of the MBD leads to the stabilization of the skyrmion at radius close to the radius of the dot/anti-dot.

This work was supported by Russian Foundation for Basic Research (RFBR) Grants No. 18-02-00390 and 17-52-12044, Russian Science Foundation (RSF) Grants No. 17-12-01383 and 18-12-17006.

Literature

1. A. Belavin and A. Polyakov // Pis'ma v ZhETF, V. 22, 503–506 (1975) [JETP Lett., V. 22, 245–248 (1975)].
2. N. Nagaosa and Y. Tokura // Nat. Nanotechnol., V. 8, 899–911 (2013).
3. T. O'Dell, in Domains, and Domain Walls (Halsted Press, 1981).
4. L. Sun, R. Cao, B. Miao, Z. Feng, B. You, D. Wu, W. Zhang, A. Hu and H. Ding // Phys. Rev. Lett., V. 110, 167201 (2013).
5. M. Sapozhnikov and O. Ermolaeva // Phys. Rev. B, V. 91, 024418 (2015).
6. M. Sapozhnikov // J. Magn. Magn. Mater., V. 396, 338–344 (2015).

Sign reversing Hall effect in atomically thin BSCCO

S.Y.F. Zhao¹, N. Poccia¹, C.Yu¹, M.G. Panetta¹, J. Johnson¹, H. Yoo¹, R. Zhong², G.D. Gu², K. Watanabe³, T. Taniguchi³, S.V. Postolova^{4,5,*}, V. M. Vinokur⁶, P. Kim^{1,§}

¹ Department of Physics, Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA

² Department of Condensed Matter Physics and Materials Science, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973, USA

³ National Institute for Materials Science, Namiki 1-1, Tsukuba, Ibaraki 305-0044, Japan

⁴ Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod 603950, Russia

⁵ Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, Novosibirsk 630090, Russia

⁶ Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA

§philipkim@g.harvard.edu, *svet.postolova@gmail.com

We present magnetotransport measurements on atomically thin, down to two unit cells, $\text{Bi}_{2-x}\text{Sr}_{1.9}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ films, which nearly maintain the bulk superconducting transition temperature T_c . We find the double sign change of the Hall resistance R_{xy} with the first change occurring near T_c like in the bulk systems. We demonstrate the enlargement of the region of the sign reversal in the temperature-magnetic field coordinates with the decreasing thickness of the sample. We demonstrate the locus $R_{xy}(T; B) = 0$ of the Hall resistance sign reversal to be in a quantitative agreement with the predictions of the vortex dynamics-based description of Hall effect in HTS both above and below T_c .

Introduction

One of peculiarities of the high- T_c Hall resistance, R_{xy} , is its sign change. Namely, as temperature, T , decreases through the fluctuation region approaching the transition temperature T_c , the Hall resistance decreases and changes its sign relative to that of the normal state. Then $R_{xy}(T)$ exhibits a negative minimum and eventually reaches zero at low temperatures.

Employing atomically thin (down to 2 unit cell) BSCCO films with high crystallinity, we expose the Hall sign reversal region, which significantly grows upon sample thinning, and present quantitative description of the observed phase boundary $R_{xy}(T, B) = 0$ separating the normal and the sign reversed Hall domains in terms of vortex dynamics [1] in the entire temperature interval both below and above T_c . Thus, our results imply a deep connection between vortex-like excitations above T_c [2] and superconducting fluctuations.

Samples

Fig. 1a shows our typical Hall bar. Fig. 1b shows a typical cross-sectional scanning transmission electron microscope (STEM) image of our sample. Extrapolating from the position of the BiO layers, we see the outermost 1UC of BSCCO becomes amorphous. Inner layers, however, are left apparently pristine, and retains T_c close to the bulk value. Fig. 1(c) shows the resistivity ρ vs. temperature T for BSCCO films between 2 - 10 unit cell (UC) thick. The $\rho(T)$ dependence is linear in the normal region, consistent with BSCCO near opti-

mal doping. To describe the SC transition in $\rho(T)$ and determine the SC transition temperature T_c , we have employed the framework of contributions to conductivity from superconducting fluctuations (SF). For all samples, the SF-extracted T_c is slightly lower than the bulk one [3] and lies at the foot of the $\rho(T)$ very close to the temperature of the inflection point.

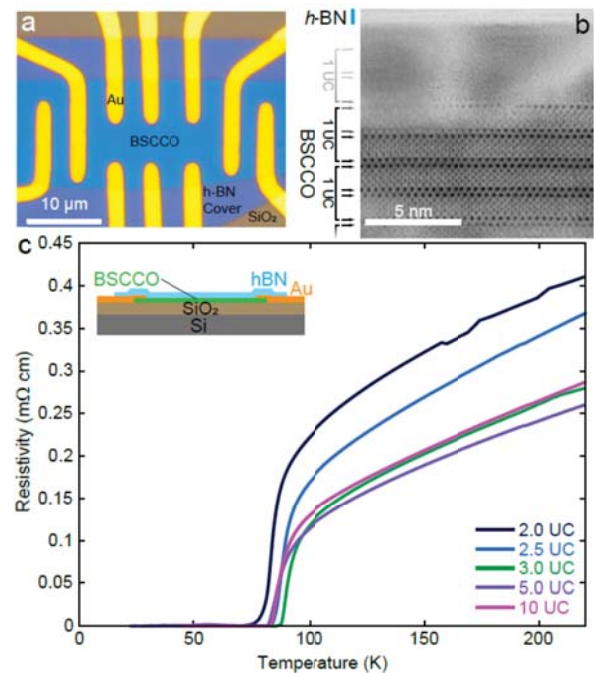


Fig. 1. a. Optical image of the sample, showing BSCCO with contacts and hexagonal boron nitride (h-BN) cover, as drawn in the inset in (c). b. Cross-sectional view of a typical device in scanning TEM. Columns of atoms are visible as dark spots. Black arrows show location of bismuth oxide layers (darkest spots), gray arrows show their expected positions. c. Resistivity vs. temperature for films of different thickness

Hall effect sign change

Fig. 2 summarizes results of Hall measurements for one of our samples, showing values of Hall resistance as a colorplot in T - B coordinates. The region of negative Hall effect, $R_{xy}(T; B) < 0$, is a well-defined region in T - B coordinates. We observe that the $R_{xy}(T; B) < 0$ domain grows with samples thickness decreasing, while extending across and above T_c in all our samples.

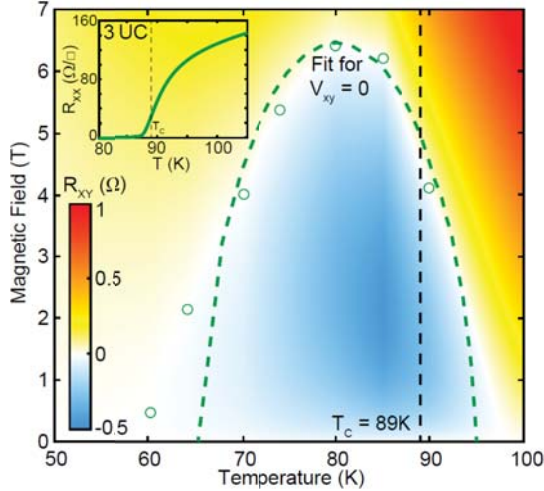


Fig. 2. The Hall sign reversal phase diagram for 3 unit cell BSCCO sample. Shading shows Hall resistance $R_{xy}(B; T)$. Blue region shows the area of negative Hall resistance. Symbols show the locus $R_{xy}=0$ with the line generated from Eq.(1). Sign reversal persists up to ≈ 95 K. Dashed vertical line shows $T_c = 89$ K defined from superconducting fluctuation fit of the zero-field $R_{xx}(T)$ (inset). The bulk crystal's onset of superconductivity is 90K [3], so the sign reversal apparently persists above the bulk T_c in Bi-2212

The Hall sign reversal in high- T_c is usually well pronounced in the mixed state below T_c , the temperature where Cooper pair lifetime becomes infinite. In conventional superconductors, Hall sign reversal usually occurs in the Gaussian fluctuations regime at $T > T_c$ [4]. However, there are experiments hinting at Hall sign reversal occurring slightly above T_c in 100-400 nm thick cuprate films. In our samples, the Hall sign reversal region persists well above T_c . In our 3 UC sample (Fig.2) sign reversal in $R_{xy}(B)$ occurs a few Kelvins above the highest T_c for the Bi-2212 family.

Discussion

The apparent reason for the sign reversal is that the Hall resistance is dominated by the flux flow. According to work [1], which took into account both, topological and normal excitations scattering effects, and especially the fact that the density of the normal excitations at the vortex core differs from that far from the vortex, expression for Hall conductivity is following:

$$\sigma_{xy} = \frac{\Delta^2 n_0 e c}{E_F^2 B} [(\tau \Delta)^2 g - \text{sign}(\delta n)] + S_{xy}^n B(1-g) \quad (\text{Eq.1})$$

here $\delta n = n_0 - n_\infty$ is the excess charge inside the vortex; n_0 and n_∞ are the normal carrier density inside and outside the vortex core respectively; since we observe sign reversal experimentally, we take $\text{sign}(\delta n) = 1$; τ is the relaxation time of the normal carrier in the vortex core; Δ is superconducting gap; E_F is Fermi energy; g expresses the superconducting fraction of the carriers; $S_{xy}^n = \sigma_{xy}^n / B$ is a slope of the Hall conductivity in normal state. Taking $\sigma_{xy} = 0$ in Eq.(1), we describe the phase boundary of the Hall sign reversed region in Fig.2 for all the samples under study. At the same time, the part of the $R_{xy}=0$ corresponding to $T > T_c$ is fairly accurately captured also by the superconducting fluctuation (SF) description [4], where E_F also enters as a fitting parameter. We obtain good agreement between the values of E_F extracted from description of $R_{xy}=0$ with Eq.(1) and E_F from SF-description with [4]. This fact provides a crosscheck ensuring that vortex description of Eq. (1) works fairly well at $T > T_c$. Thus our findings support the idea that vortex-like excitations survive above T_c in a full concert with the idea put forth in [2] on the basis of Nernst effects observations.

Acknowledgements

The measurements were supported by National Science Foundation (DMR-1809188) and the Gordon and Betty Moore Foundation EPiQS Initiative (GBMF4543). Stencil masks were fabricated at the Harvard CNS, a part of NNCI, NSF award 1541959. S.Y.F.Z. was partially supported by the NSERC PGS program. G.D.G. is supported by the Office of Science, U.S. Department of Energy under Contract No. desc0012704. R.Z. is supported by the Center for Emergent Superconductivity, an Energy Frontier Research Center funded by the U.S. Department of Energy, Office of Science. The work of V.M.V. was supported by the US Department of Energy, Office of Science, Basic Energy Sciences, Materials Sciences and Engineering Division. The work of S.V.P. on the analysis of experiment was supported by the Russian Science Foundation Grant No.15-12-10020.

References

1. M.V. Feigelman, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin and V.M. Vinokur // JETP Lett. 62, 835 (1995).
2. Z.A. Xu, N.P. Ong, Y. Wang, T. Kakeshita, S. Uchida // Nature 406, 486 (2000).
3. J.S. Wen, Z.J. Xu, G.Y. Xu et al. // J. Cryst. Growth 310, 1401 (2008).
4. N.P. Breznay, K. Michaeli, K.S. Tikhonov et al. // Phys. Rev. B 86, 014514 (2012).

Quantum algorithms implementation on noisy quantum computers: from digital modeling of spin dynamics to quantum machine learning

A.A. Zhukov¹, E.O. Kiktenko^{2,3}, D.V. Babukhin^{1,2,4}, A.A. Elistratov¹, S.V. Remizov¹, W.V. Pogosov^{1,*}, Yu.E. Lozovik^{1,5}

¹ Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA), 127055 Moscow.

² Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow 143025.

³ Steklov Mathematical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow 119991.

⁴ Moscow State University, 119991 Moscow

⁵ Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, 142190 Moscow, Russia.

*walter.pogosov@gmail.com

Quantum computers are prospective for the resolution of problems which are hard to solve using conventional computing systems. However, state-of-the-art quantum machines still suffer from decoherence and quantum gate errors. The implementation of efficient error correction codes is associated with the enormous overhead of quantum resources. Therefore, the important question is what tasks can be performed without full error correction? In the present contribution, we suggest some ideas on what could be done, on new benchmarks of capabilities of quantum computers; we also develop various ideas how error mitigation can be accomplished. Our ideas are illustrated with 5- and 16-qubit superconducting quantum machines of IBM Quantum Experience.

Introduction

Quantum computers and simulators are prospective for the resolution of problems which are hard to solve using conventional computing systems. In principle, these quantum devices can be constructed on the basis of different physical platforms. However, over last years, superconducting realization seemed to become most promising for the construction of large-scale programmable quantum computers. Quantum processors of several types have been created and various algorithms have been implemented to show concepts of error correction, modeling spectra of molecules and other fermionic systems, simulation of light-matter systems, many-body localization, machine learning.

State-of-the-art processors contain tens of superconducting qubits with individual control and readout. Quantum computer of such a size might enable for the first time to demonstrate advantages over modern and most capacitive conventional supercomputers. Indeed, the dimension of Hilbert space needed to store a highly entangled state of 60 qubits is 2^{60} . Storage and manipulation of such a state is beyond the capabilities of best modern supercomputers.

The currently available quantum processors belong to the class of noisy intermediate-scale quantum computers (NISQ). The important question is what computational tasks can be performed using these devices? We suggest some ideas on what could be done, on new

benchmarks of capabilities of quantum computers; we also develop various ideas how error mitigation can be accomplished.

Quantum simulation of many-body physics

In the first part [1], we point out that programmable quantum computers are prospective for the simulation of far-from-equilibrium dynamics of many-body systems and perform proof-of-principle digital simulations of unitary evolution for two spin models. We argue that this task does not require phase estimation algorithms, which are very fragile with respect to gate errors. Besides, there is no need for the chemical accuracy. We also show that, in such simulations, errors can be mitigated even if noise is significant - moreover, in some cases, noise can help extracting valuable information from raw data.

Two different models have been addressed in our proof-of-principles experiments -- the integrable central spin model (5-qubit device) and the transverse-field Ising model in both the one-dimensional and ladder configurations (16-qubit device), which is integrable in the first case and nonintegrable in the second one. The choice of models is linked to the topologies of the quantum chips as well as to gate errors. In other words, we have chosen spin models with the arrangement of spins and interactions between them, which are in one-

to-one correspondence with the quantum chips and available two-qubit gates between physical qubits of the chips. We have shown that the quantum machines we used are able to reproduce some important aspects of system's dynamics originating from the character of the initial conditions. For instance, it is possible to simulate the effect of the excitation blockade which occurs due to the negative quantum interference of contributions from different spins under the antisymmetric choice of the initial entangled state of the system. However, the practical usability of the devices is limited by errors of two-qubit gates, so that no more than several Trotter steps in the decomposition of the evolution operator can be realized. Nevertheless, we applied some heuristic tricks in order to "reduce" the total error and to extract a valuable information on relative quantities from the experimental data.

Quantum communication protocols as benchmarks for quantum computers

In the second part [2], we argue that quantum communication protocols can be implemented in quantum computers by measuring entropy-based characteristics of their performance and exploring whether "quantum advantage" is achieved. This modeling provides deep benchmarks for capabilities of noisy quantum machines. We implement superdense coding and quantum key distribution BB84 and focus on efficiency of information transfer between distant parts of the processors by placing Alice and Bob at different qubits. We also examine the ability of quantum chips to serve as quantum memory used to store entangled states for quantum communication.

We found that the imperfections of the quantum machines we used were too significant to support an efficient quantum information transfer between distant qubits of the devices. In addition, the typical storage time of entangled states, which maintains "quantum regime" in our simulations, turns out to be much smaller than coherence times of individual qubits.

Our experiments with noisy quantum machines also provide a playground for such an important activity as error mitigation although this issue, strictly speaking, is at odds with quantum benchmarking itself. Nevertheless, we suggested and applied certain tricks, which enabled us to mitigate and partially suppress errors of the devices. Namely, we used different types of qubit encoding supplemented by a proper post-selection as well as additional unitary rotations aimed to compensate undesirable but coherent phase drifts in Bell states. These tricks, which are dependent on particular algorithms and processors, lead to noticeable improvements of the results of our simulations.

Quantum machine learning with noisy quantum hardware

In the third part [3], we develop algorithms, which can classify "patterns", these "patterns" being purely quantum and characterizing an entanglement. We concentrate on circuits, which solve a classification problem for maximally entangled states in low-dimensional Hilbert spaces and also perform proof-of-principle simulations supplemented by error mitigation. In particular, we apply a combination of postselection and techniques known as image denoising. This allows us to extract valuable information from raw data heavily damaged by gate errors.

References

1. A.A. Zhukov, S.V. Remizov, W.V. Pogosov, Yu.E. Lozovik // *Quantum Inf. Process.*, V. 17, 223 (2018).
2. A.A. Zhukov, E.O. Kiktenko, A.A. Elistratov, W.V. Pogosov, Yu.E. Lozovik // *Quantum Inf. Process.*, V. 18, 31 (2019).
3. D.V. Babukhin, A.A. Zhukov, W.V. Pogosov, under the preparation.

Квантовый размерный эффект в сверхпроводящих пленках алюминия

К.Ю. Арутюнов^{1,2*}, Е.А. Седов¹, И.А. Голоколенов^{1,2}, В.В. Завьялов^{1,2},
Г. Константиридис³, А. Ставринидис³, Г. Ставринидис³, И. Василиадис⁴, Т. Кехигас⁴,
Г.П. Димитракопулос⁴, Ф. Комнину⁴

¹Национальный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики, Москваб 101000, Россия.

²Институт Физических Проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва, 119334, Россия.

³Институт Электронных Структур и Лазеров, Фонд Исследований и Технологии Греции (FORTH), Ираклион, GR-70013, Греция.

⁴Департамент физики, Университет Аристотеля Салоники, Салоники, GR-541 24, Греция.

* karutyunov@hse.ru

Экспериментально исследовались высококачественные пленки алюминия на подложке GaAs. Был обнаружен заметный рост критической температуры сверхпроводящего перехода с уменьшением толщины пленки. Эффект интерпретируется как проявление квантового размерного эффекта, влияющего как на плотность состояний электронов, так и - на константу электрон-фононного взаимодействия.

Введение

Уже в самых ранних работах по сверхпроводимости было обнаружено, что критическая температура сверхпроводящего перехода T_c тонких пленок может значительно отличаться от соответствующей величины массивного образца [1]. Причем в ряде материалов с уменьшением толщины пленки наблюдается уменьшение T_c (например, в ниобии [2]), а в других – увеличение (например, в алюминии [3,4]). Несмотря на достаточно обширный экспериментальный материал и изобилие теоретических моделей, до настоящего времени в научном сообществе нет единого мнения на природу этого явления. Одним из «объяснений» является утверждение В. Л. Гинзбурга [5] о возможности формирования в реальных тонкопленочных образцах сложной системы слабосвязанных зерен, приводящее к радикальному отклонению T_c от своего «массивного» значения для монокристаллической квазидвумерной системы идентичной толщины. Целью настоящей работы было экспериментальное исследование температуры сверхпроводящего перехода в тонких пленках алюминия.

Образцы и методика эксперимента

Методом электронно-лучевого испарения в вакууме $\sim 10^{-9}$ мБар были изготовлены пленки алюминия на подложках из GaAs. Толщина образцов варьро-

валась от 5 нм до 100 нм, ширина – 500 мкм, длина – 10 мм. Качество пленок контролировалось методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Было установлено, что все изготовленные образцы являются поликристаллами, причем характерный размер кристаллитов в плоскости пленки сравним или превосходит толщину пленки (Рис. 1). На границах зерен наблюдаются дефекты несоответствия кристаллических ориентаций. Однако никаких признаков присутствия чужеродных примесей обнаружено не было.

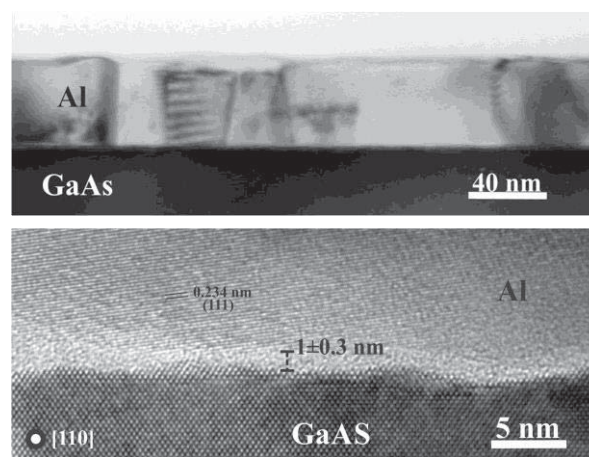


Рис. 1. Микрофотографии 50 нм пленки алюминия, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения

Экспериментальное исследование $R(T)$ зависимостей проводилось в четырехконтактной конфигурации как на постоянном, так и переменных токах. Измерительный ток выбирался таким образом, чтобы его увеличение на порядок не приводило к заметному смещению температуры фазового перехода. В области температур до $T = 1,3$ К измерения проводились в криостате прямой откачки ^4He . Для работы в более низком температурном диапазоне использовался сорбционный ^3He криостат. Термометры в обеих системах были прокалиброваны по давлению паров ^4He и по реперным точкам сверхпроводящих переходов чистых массивных сверхпроводников (Ti, Al, Sn, In). Результирующая абсолютная погрешность определения температуры составляла ~ 10 мК, в то время как относительная – менее 1 мК. Повторные измерения T_c одного и того же образца в двух различных установках совпадали с точностью до нескольких мК. Забегая вперед, можно отметить, что обозначенные неопределенности термометрии существенно меньше обнаруженного эффекта размерно-зависимого изменения T_c .

Результаты

Типичная зависимость сопротивления алюминиевых пленок от температуры $R(T)$ приведена на Рис. 2. Определяя критическую температуру сверхпроводящего перехода как точку, при которой сопротивление падает в 2 раза по отношению к нормальному состоянию, можно построить зависимость T_c от толщины пленки d (Рис. 3). Четко прослеживается зависимость: чем тоньше пленка, тем выше критическая температура. Для самого тонкого образца с толщиной 5 нм критическая температуры увеличивается практически вдвое по сравнению со значением для массивного алюминия $T_c(\text{массив}) = 1,19$ К. Наши результаты хорошо согласуются с более ранними исследованиями [3, 4]. Разумно предположить, что структура слабосвязанных звеньев [5], которая могла бы гипотетически сформироваться, должна была бы радикально отличаться между пленками различного качества, выращенных на различных подложках. Следовательно, должен существовать еще и некий «внутренний» механизм, ответственный за изменение критической температуры в тонких пленках сверхпроводников.

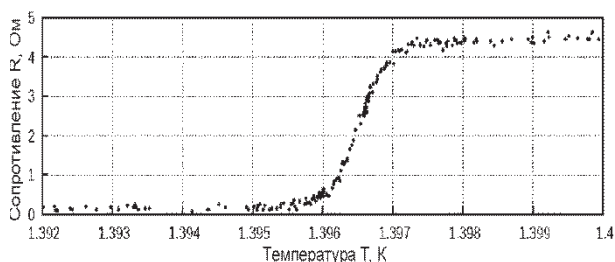


Рис. 2. Зависимость сопротивления от температуры $R(T)$ для алюминиевой пленки толщиной 40 нм

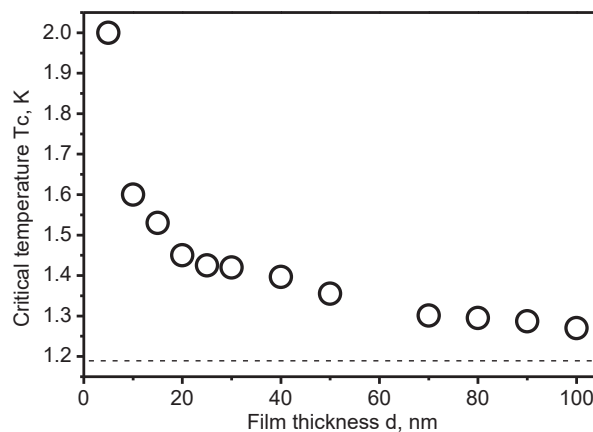


Рис. 3. Зависимость критической температуры T_c пленки алюминия от ее толщины d . Штрихованная линия соответствует критической температуре массивного алюминия $T_c(\text{массив})=1,19$ К.

В недавней работе было показано, что учет квантового размерного эффекта, приводящего к пренормировке плотности электронных состояний и константы электрон-фононного взаимодействия, позволяет адекватно описать рост T_c в сверхпроводящих пленках алюминия [6].

Благодарности

Публикация подготовлена в ходе работы совместного Российско-Греческого проекта RFMEFI61717X0001 и T4DPQ-00031. Измерение транспортных свойств и анализ результатов проводились КЮА и были поддержаны грантом № 19-01-050 в рамках Программы «Научный фонд Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ)» в 2019-2020 гг. и в рамках государственной поддержки ведущих университетов Российской Федерации «5-100».

Литература

1. A.I. Shal'nikov // Nature 9, 142 (1938).
2. T.F. Stromberg and C.A. Swenson // Phys. Rev. Lett. 9, 370 (1962).
3. I.S. Khukhareva // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 43, 1173 (1962).
4. P.N. Chubov, V.V. Eremenko and Yu.A. Pilipenko // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 55, 752 (1968).
5. V.L. Ginzburg // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 47, 2318 (1964).
6. K.Yu. Arutyunov, et.al. // Phys. Status Solidi – RRL 1800317 (2018).

Фазовые соотношения в двойных джозефсоновских контактах и в туннельных контактах сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник

Ю.С. Бараш

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипяна, 2, Черноголовка, Московская область, 142432.

barash@issp.ac.ru

Развита теория влияния эффектов близости в двойных SISIS и SINIS туннельных контактах на поведение внутренних разностей фаз и, как следствие, на соотношения ток–фаза и их зависимость от прозрачности туннельных барьеров.

Введение

В симметричных двойных SISIS или SINIS контактах разность фаз ϕ между внешними сверхпроводящими электродами представляет собой сумму внутренних разностей фаз χ_1 и χ_2 через тонкие границы раздела двух составляющих систему SIS или SINIS контактов и вызванного протекающим током набега фазы φ между противоположными гранями центрального электрода: $\phi = \chi_1 + \chi_2 + \varphi$. В данной работе показано, в рамках теории Гинзбурга-Ландау, что поведение данных фаз подвержено значительному влиянию эффектов близости и существенно различается в SISIS и SINIS системах.

Режим перемежающихся мод в SISIS контактах

Для задания сверхпроводящего тока в двойных симметричных джозефсоновских контактах, вообще говоря, недостаточно фиксировать разность фаз ϕ . Так, в случае пренебрежимо малого набега фазы имеем $\phi = \chi_1 + \chi_2$. Полагая в силу симметрии $\chi_1 = \chi_2 + 2\pi n$, получаем $\chi_1 = \phi/2 + \pi n$, что позволяет преобразовать 2π -периодическое, по отношению к χ_1 , соотношение ток–фаза $j(\chi_1)$ в две разные, 4π -периодические по отношению к ϕ , моды $j(\phi/2)$ и $j(\phi/2 + \pi)$. Каждая отдельная мода описывает, в частности, изменение знака сверхпроводящего тока при $\phi \rightarrow \phi + 2\pi$ из-за согласованных вариаций χ_1 и χ_2 на π . Если же только одна из величин χ_1 и χ_2 изменяется на 2π и вызывает изменение $\phi \rightarrow \phi + 2\pi$, для учета остающегося неизменным тока следует одновременно перейти к использованию другой моды.

При учете джозефсоновского взаимодействия об-суждаемые две моды различаются по энергии: билинейная связь $\propto -|\psi_-||\psi_+|\cos\chi$ изменяет знак при замене $\chi \rightarrow \chi + \pi$. Поэтому энергетически предпочтительные состояния при изменении χ принадлежат поочередно каждой из мод, что приводит к переходам первого рода. Такой режим перемежающихся мод схематически иллюстрируют кривые 1 и 2 на Рис.1, без учета возможных процессов «перегрева» и «переохлаждения». Кривые 3–5 показывают, что с уменьшением L эффекты близости возрастают и постепенно разрушают содержащий резкие изменения тока режим перемежающихся мод. В пределе очень малых L двойной контакт ведет себя как одиночный с эффективными характеристиками границы раздела. Более подробное обсуждение и детали расчетов см. в [1].

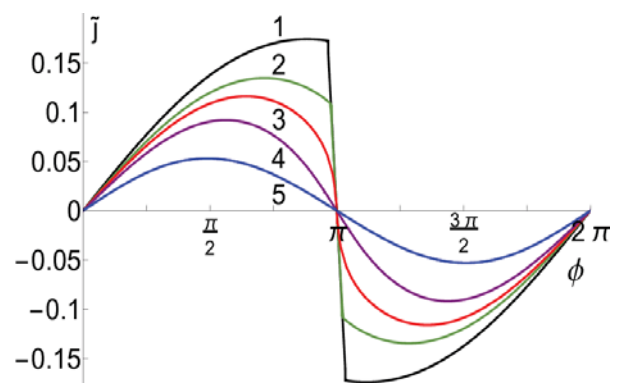


Рис. 1. Зависимость нормированного тока от фазы ϕ в SISIS контакте для разных L/ξ : (1) 1.0, (2) 0.5, (3) 0.38, (4) 0.25, (5) 0.02 [1]

Соотношения ток-фаза в SINIS туннельных контактах

В отличие от SISIS контакта, джозефсоновская связь в SINIS контакте целиком формируется за счет эффектов близости. Для 0-контактов сверхпроводимость в центральном электроде возникает при условии $\cos \chi > 0$, когда джозефсоновский вклад в свободную энергию $\propto -|\psi_-||\psi_+|\cos \chi$ уменьшается с появлением малого параметра порядка $|\psi_-|$ на одной стороне границы раздела при наличии параметра порядка $|\psi_+|$ на другой ее стороне.

В работе показано, что χ есть немонотонная функция ϕ . При изменении ϕ от 0 до π , χ дважды проходит интервал $0 \leq \chi \leq \chi_{\max}(L) < \pi/2$, туда и обратно. В результате $\phi(\chi, L)$ и абсолютное значение параметра порядка являются двузначными функциями χ . В частности, значению $\chi = 0$ соответствуют как $\phi = 0$, $\phi = \pi$, так и $\phi = \pi$, $\phi = \pi$.

Набег фазы играет решающую роль в формировании такого поведения. В предположении об одномерной пространственной зависимости параметра порядка, сверхпроводящий ток постоянен в пространстве. При этом уменьшение локальной плотности куперовских пар сопровождается соответствующим увеличением сверхтекучей скорости, что приводит к заметному набегу фазы ϕ .

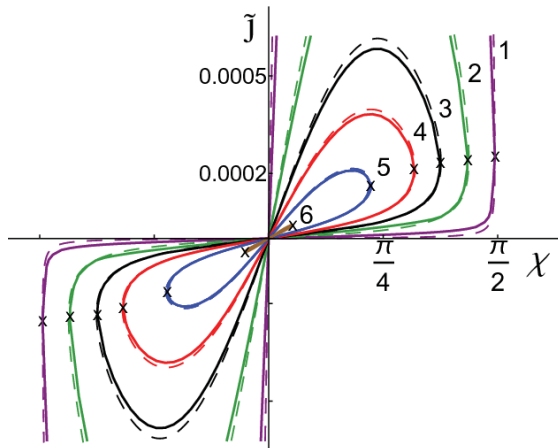


Рис. 2. Зависимость тока от разности фаз χ для разных L/ξ : (1) 0.02, (2) 0.2, (3) 0.4, (4) 0.6, (5) 1.0, (6) 2.5 [2]

Поскольку значительная величина сверхтекучей скорости не позволяет линеаризовать уравнение Гинзбурга-Ландау для модуля параметра порядка даже при очень малых его значениях, в теории возникают два решения этого уравнения при фиксированном χ , совместно описывающие поведение физических величин в SINIS контакте.

Соответствующие соотношения ток-фаза показаны при разных значениях L как функции χ и ϕ на Рис. 2 и 3, соответственно. [2] Зависимость сверхпроводящего тока от χ (Рис. 2) в SINIS туннельном контакте имеет форму искаженной и наклоненной восьмерки (двойной петли), составленной из двух решений, соприкасающихся в отмеченных крестиками точках $\pm \chi_{\max}(L) \approx \pm \arccos(\tanh l)$. В случае контроля величины χ , решение с большим током является стабильным, а с меньшим метастабильным.

Контрольным параметром в эксперименте обычно является ϕ . При переходе от χ к ϕ два найденных решения, из-за набегу фазы, относятся к разным областям $|\phi| \leq \phi_*(L)$ и $\phi_*(L) \leq |\phi| \leq \pi$, соприкасающимся в пределах периода при $\pm \phi_*(L)$, где $\phi_*(L) \approx \pi/2 + \arcsin(1/\cosh l)$. Совместно эти решения приводят к обычной, близкой к синусоидальной, зависимости ток-фаза. Сплошные кривые на Рис. 2 и 3 отвечают численным расчетам, а штриховые — полученным приближенным аналитическим результатам. Последние описывают на Рис. 3 гармоническую зависимость тока от ϕ .

При малых L ток, показанный целиком на вставке, оказывается пропорционален коэффициенту прозрачности одной границы раздела только для разностей фаз $\phi \ll \phi_*$. Постепенная трансформация линейной зависимости в квадратичную происходит не только с ростом L , но и с ростом ϕ от 0 до $\phi \ll \phi_*$.

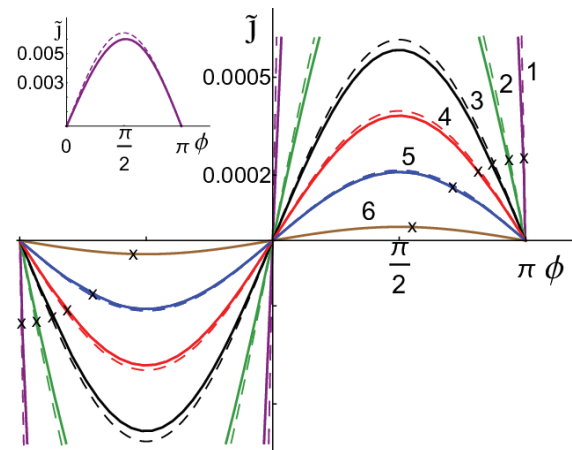


Рис. 3. Зависимость тока от разности фаз ϕ . Значения L/ξ те же, что и на Рис.2. На вставке $L/\xi = 0.02$ [2]

Литература

1. Yu.S. Barash // Physical Review B, V. 97, 224509 (2018).
2. Yu.S. Barash // arXiv:1901.05426 (2019).

Двухкубитные гейты на основе флаксонов

М.В. Бастракова^{1,*}, Н.В. Клёнов^{2,3}, А.М. Сатанин^{3,§}

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижегородская обл., Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23.

²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

³Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Россия, 127055, Москва, Суцьевская ул., д.22

*mar.denisenko@gmail.com, §sarkady@mail.ru

Работа посвящена разработке методов управления состояниями взаимодействующих сверхпроводниковых потоковых кубитов с использованием энергоэффективных устройств быстрой одноквантовой логики (резонаторов с джозефсоновской нелинейностью). Продемонстрирована реализация квантовых логических операций («CNOT», «SWAP»), за счет оптимизации формы и параметров униполярных управляющих импульсов (флаксонов). Используя разработанные методы управления флаксонами продемонстрирован программируемый двухкубитовый квантовый процессор в цепях быстрой одноквантовой логики, на примере квантового алгоритма Дойча-Джозы (Deutsch-Josza).

Введение

Как известно, традиционное управление состояниями сверхпроводниковых кубитов осуществляется с использованием раби-импульсов - протяженных по времени ВЧ-импульсов, подводимых к кубитам по волноводным линиям. При этом несущая частота должна быть близка к частоте перехода между уровнями кубита. Для достижения большей энергоэффективности и ускорения вычислений представляется предпочтительным использование для аналогичной цели цепей быстрой одноквантовой логики (резонаторов с джозефсоновской нелинейностью). В данной работе изучается возможность замены раби-импульсов на униполярные (флаксоны) для реализации гейтовых операций на связанных кубитах. Ранее нами показано, что в случае одного кубита [1, 2] флаксоны позволяют осуществлять все однокубитные («паулевские») операции. В данной работе мы представим результаты моделирования динамики связанных кубитов в поле флаксонов. В отличие от известных подходов, где состоянием кубита управляют длительные последовательности одноквантовых импульсов напряжения и тока, в схемах быстрой одноквантовой логики, мы рассматриваем реализацию квантовых логических операций за счет воздействия на кубиты одного (двух) униполярных пикосекундных импульсов. Это позволяет уменьшить нежелательное обратное влияние импульсов на систему кубитов, характерную длительность операций и реализовать оптимальное управление путем изменений параметров флаксонов. Нами показано, что можно подобрать оптимальные параметры униполярных импульсов для реализации быстрых двухкубитных квантовых логических операций («CNOT» и

«SWAP») и реализовать квантовые алгоритмы (на примере Дойча-Джозы).

Модель и основные уравнения

Рассмотрим простейший регистр для квантовых вычислений, состоящий из двух взаимодействующих сверхпроводниковых кубитов. Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$H = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + J & \Delta_2 & \Delta_1 & 0 \\ \Delta_2 & \varepsilon_1 - \varepsilon_2 - J & 0 & \Delta_1 \\ \Delta_1 & 0 & -\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - J & \Delta_2 \\ 0 & \Delta_1 & \Delta_2 & -\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + J \end{pmatrix} \quad (1)$$

где $\varepsilon_i(t)$ – управляющие импульсы поля, Δ_i – туннельные расщепления уровней i -го кубита ($i = 1, 2$), J – константа взаимодействия.

В работе нами рассматриваются 2 кубита, с немного различающимися параметрами (туннельные энергии) $\Delta_2 = \Delta_1 + \delta\Delta$, где $\delta\Delta$ – небольшая поправка (не идеальность кубитов, $\delta\Delta \ll \Delta_i$). Униполярное воздействие типа флаксон $\varepsilon_i(t)$, которое имеет вид:

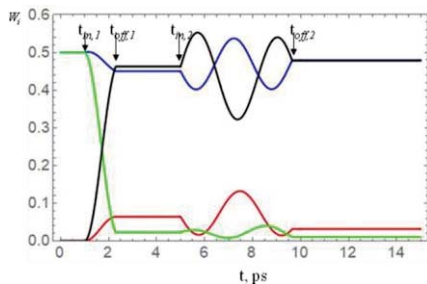
$$\varepsilon_i(t) = \varepsilon_{0,i} + A_i \begin{cases} (t - t_{in,i})/t_{0,i}, & t_{in,i} \leq t < t_{in,i} + t_{0,i}, \\ 1, & t_{in,i} + t_{0,i} \leq t \leq t_{off,i} - t_{0,i}, \\ (t_{off,i} - t)/t_{0,i}, & t_{off,i} - t_{0,i} < t \leq t_{off,i}, \end{cases} \quad (2)$$

где $\varepsilon_{0,i}$ – постоянное магнитное поле, а основными контрольными параметрами являются A_i – амплитуда униполярного импульса и длительность воздействия $\tau_i = t_{off,i} - t_{in,i}$, где $t_{in,i}$, $t_{off,i}$ – времена включений и выключений, а t_0 – время сглаживания фронтов импульса ($t_0 \ll \tau_i$). Начальное состояние системы $|\varphi_i\rangle$ может быть найдено из уравнения: $H(\varepsilon_i(t) = 0)|\varphi_j\rangle = E_j|\varphi_j\rangle$. Данные параметры контролируются на эксперименте (аналогично одному кубиту [11]). Численный анализ системы проводился с учетом влияния диссипации на основе решения

уравнения для матрицы плотности ρ в борн-марковском приближении.

Обсуждение результатов

Для демонстрации выполнения двухкубитной операции «CNOT» система инициализирована в суперпозиционное состояние 1 и 3 уровней с равными вероятностями, т.е. $\rho(0) = |\varphi_{13}\rangle\langle\varphi_{13}|$, $|\varphi_{13}\rangle = (|\varphi_1\rangle + |\varphi_3\rangle)/\sqrt{2}$, тогда решая уравнение для матрицы плотности можно исследовать временную эволюцию оператора матрицы плотности и следить за населенностями базисных состояний $W_j(t, A) = \rho_{jj}(t, A)$. Нами была предложена модифицированная схема подачи флаксонаго воздействия, так что импульсы возбуждения кубитов сдвинуты относительно друг друга на время задержки $\delta T = t_{m,1} - t_{m,2}$ (что показано стрелками на рис. 1) что дает дополнительную степень свободы для более тонкого управления состояниями. Состояние двухкубитной системы изменилось и равноселенными оказались 1 и 4 уровни, что соответствует реализации гейта CNOT. При этом точность выполнения двухкубитной операции за счет униполярных импульсов составляет



98%.

Рис. 1. Двухкубитная квантовая операция «CNOT». Цветом показаны населенности уровней $W_i(t)$ кубитов, где $i = 1 -$ синим, $2 -$ красным, $3 -$ зеленым, $4 -$ черным

Продемонстрируем работу простейшего двухкубитного программируемого процессора на основе управления флаксонами. В качестве демонстрации покажем исполнение квантового алгоритма Дойча-Джозы (рис. 2), работающего на принципе запутанности и который решает задачу по определению класса булевой функции f [3]. Приготовим начальное состояние двух взаимодействующих кубитов (Q_1 и Q_2), так что Q_1 находится в основном состоянии, а Q_2 возбужден: $\rho(0) = |\varphi_2\rangle\langle\varphi_2|$, то есть система заселена на 2 уровень $W_2(0) = 1$. Далее на каждый из кубитов действуем одноквантовой операцией Адамара: $|\psi_1\rangle = (H \otimes H)|\psi_{in}\rangle$. Данное состояние $|\psi_1\rangle$ поступает на вход неизвестного логи-

ческого оператора $U_{f,i}$, который и отвечает за распознавание типа функции f . В результате воздействия квантовое состояние определяется $|\psi_2\rangle = U_{f,i}|\psi_1\rangle$. Оператор $U_{f,i}$ имеет четыре значения. Если функция f постоянная, то $U_{f,1} = I$ или $U_{f,1} = I \otimes NOT$ (см. рис. 2 (б)). В случае сбалансированной функции унитарный оператор преобразования имеет вид: $U_{f,3} = CNOT$ и $U_{f,4} = CNOT(NOT \otimes I)$ (см. рис. 2 (б)). При этом состояние системы: $|\psi_2\rangle = U_{f,3,4}|\psi_1\rangle$. Для проецирования результата влияния функции на состояние кубитов $|\psi_2\rangle$ снова необходимо подействовать гейтами Адамара $|\psi_{off}\rangle = (H \otimes H)|\psi_2\rangle$. При этом, если тип функции – постоянная, то $|\psi_{off}\rangle = |\psi_{in}\rangle$ или $|\psi_{off}\rangle = -|\psi_{in}\rangle$ (сдвиг фазы на π) и населенности уровней после униполярных воздействий не меняются. В случае же сбалансированного типа функции конечное состояние кубитов изменилось $|\psi_{off}\rangle = |\varphi_4\rangle$, то есть произошло перезаселение второго и четвертого уровней точностью 97,6%.

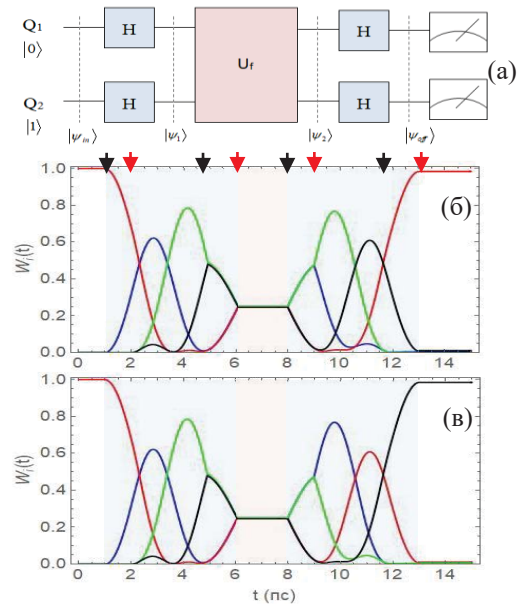


Рис. 2. (а) Схема квантового алгоритма Дойча-Джозы и населенности уровней после реализации алгоритма флаксонами (б) для постоянной и (в) для сбалансированной функций. Цвета линии аналогичны тем, что на рис. 1

Работа поддержана грантами РФФИ № 18-07-01206, РНФ № 18-72-00158, а также госзаданием Минобрнауки РФ № 3.3026.2017/ПЧ.

Литература

1. I. I. Soloviev, N. V. Klenov, A. L. Pankratov *et al.* // Phys. Rev. E, V. 87, 060901(R) (2013).
2. Н.В. Кленов, А.В. Кузнецов, И.И. Соловьев и др. // ФНТ, V. 43(7), 991 (2017)
3. М. Нильсен, И. Чанг *Квантовые вычисления и квантовая информация*. М.: Мир, 2006.

Примесные состояния в нормальной грануле в сверхпроводящем окружении

А.А. Беспалов^{1,*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*bespalovaa@gmail.com

Исследована подщелевая плотность состояний в присутствии точечной примеси в нормальной шарообразной грануле, находящейся в бесконечном сверхпроводнике s-типа. Показано, что примесь индуцирует два квазичастичных состояния с энергиями, лежащими внутри минищели системы. Кроме того, образуются примесные состояния с энергиями, лежащими выше минищели.

Влияние беспорядка на свойства сверхпроводников исследуется уже в течение многих десятилетий и по-прежнему является актуальной научной тематикой. Несмотря на большое количество исследований, до сих пор довольно мало известно о свойствах неоднородных сверхпроводящих систем с небольшим количеством примесей. В предшествующей работе [1] мы исследовали плотность состояний и джозефсоновский ток в коротком контакте сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник с одной и двумя примесями в нормальном металле. Было показано, что каждая примесь индуцирует по два квазисвязанных (резонансных) состояния. В настоящей работе рассчитана подщелевая плотность состояний в нормальной шарообразной грануле, находящейся в неограниченном сверхпроводнике s-типа и содержащей точечную примесь.

Локальную плотность состояний $\nu(E, \mathbf{r})$ мы рассчитываем с использованием запаздывающей функции Грина $G_{E\alpha\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$:

$$\nu(E, \mathbf{r}) = \pi^{-1} \text{Im}[G_{E\uparrow\uparrow}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) + G_{E\downarrow\downarrow}(\mathbf{r}, \mathbf{r})]. \quad (1)$$

Здесь E — энергия, а $\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$ — спиновые индексы. Саму функцию Грина можно определить из уравнения Горькова. Мы решаем это уравнение с модельным ступенькообразным профилем параметра порядка: $\Delta(\mathbf{r})=0$ при $r < a$ и $\Delta(\mathbf{r})=\Delta > 0$ при $r > a$. Качественная картина плотности состояний, полученная с таким модельным профилем, остаётся справедливой и при использовании более реалистичного профиля $\Delta(\mathbf{r})$.

В отсутствие примеси функция Грина может быть определена с помощью уравнения Эйленбергера. Этот метод даёт непрерывный энергетический спектр системы при $E > E_g$, где E_g — минищель, которая удовлетворяет уравнению

$$\frac{aE_g}{\xi'\Delta} = \frac{1}{\pi} \arccos\left(\frac{E_g}{\Delta}\right), \quad (2)$$

где $\xi' = \pi\hbar v_F/2\Delta$, а v_F — скорость Ферми. В действительности при $E < \Delta$ спектр является дискретным [2], однако расстояние между соседними уровнями очень мало — порядка $\Delta\xi'/(k_F^2 a^3)$, где k_F — волновое число Ферми. Характерная плотность состояний, полученная квазиклассически, показана на рис. 1. Можно видеть, что $\nu(E, \mathbf{r})$ обращается в ноль не только при $E < E_g$, но и при более высоких энергиях. Таким образом, помимо глобальной минищели ($|E| < E_g$) при достаточно малых r имеются ещё и локальные минищели.

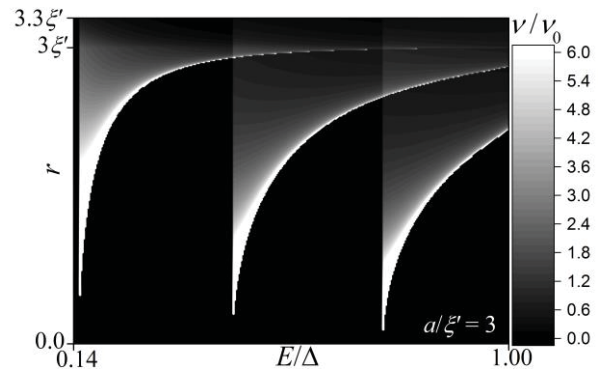


Рис. 1. Плотность состояний системы без примеси при $a/\xi'=3$. ν_0 — нормальная плотность состояний на уровне Ферми

Теперь рассмотрим ту же систему, но с точечной примесью, расположенной в точке \mathbf{r}_i . Точечную примесь мы моделируем как изотропной рассеиватель, который полностью характеризуется фазами рассеяния электронов со спином «вверх» и «вниз» — α_\uparrow и α_\downarrow , соответственно ($\alpha_\uparrow = \alpha_\downarrow$ для немагнитной примеси). Ранее было показано [1], что функция Грина в этом случае может быть выражена через нормальную и аномальную функции Грина

системы без примеси — $G_E^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ и $F_E^{\dagger(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, соответственно. Также было выведено уравнение на энергии локализованных примесных состояний. В частности, для квазичастиц со спином вверх оно имеет вид $D_{\uparrow}(E)=0$, где

$$D_{\uparrow}(E) = \left[\frac{mk_F \cot \alpha_{\uparrow}}{2\pi\hbar^2} - G_{ER}^{(0)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i) \right] \left[\frac{mk_F \cot \alpha_{\downarrow}}{2\pi\hbar^2} + G_{ER}^{(0)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i) \right] + |F_E^{\dagger(0)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i)|^2, \quad (3)$$

$$G_{ER}^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_E^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - m / (2\pi\hbar^2 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|).$$

В рамках квазиклассического приближения для функций $G_{ER}^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r})$ и $F_E^{\dagger(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r})$ мы показали, что уравнение $D_{\uparrow}(E)=0$ имеет два решения при $|E| < E_g$, если $r_i \neq 0$, $\alpha_{\uparrow} \neq 0$ и $\alpha_{\downarrow} \neq 0$. Положительным решениям соответствуют примесные состояния со спином вверх, а отрицательным решениям вида $-E_{\downarrow}$ — состояния со спином вниз с энергией E_{\downarrow} . Таким образом, есть два примесных состояния с энергиями $E < E_g$. Графики с зависимостями этих энергий от r_i для гранулы с радиусом $a = \xi'$ ($E_g = 0.377\Delta$) представлены на рис. 2.

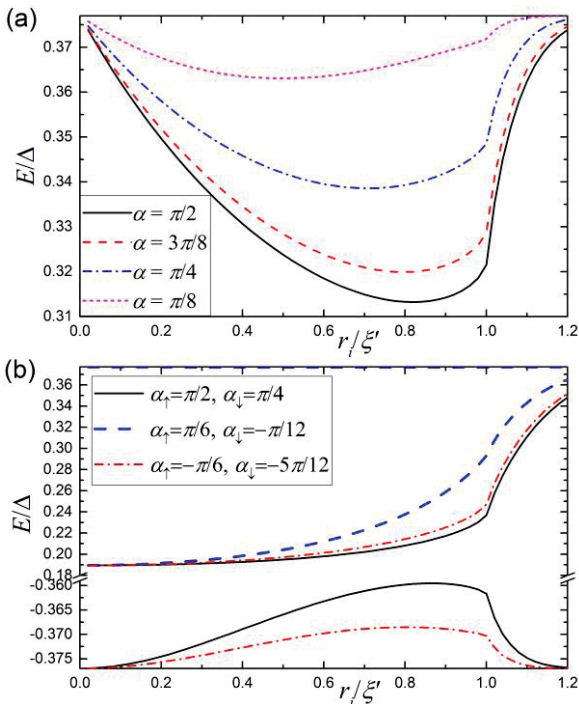


Рис. 2. (а) Энергии примесных состояний в зависимости от r_i в случае немагнитной примеси. $\alpha_{\uparrow} = \alpha_{\downarrow} = \alpha$. (б) Решения уравнения $D_{\uparrow}(E)=0$ в случае магнитной примеси

Рассмотрим волновую функцию состояния со спином вверх — $(u_{\uparrow}(\mathbf{r}), v_{\uparrow}(\mathbf{r}))$. Её компоненты осциллируют в пространстве с периодом $2\pi k_F^{-1}$, при этом

$$\langle |u_{\uparrow}(\mathbf{r})|^2 \rangle = \langle |v_{\uparrow}(\mathbf{r})|^2 \rangle, \quad (4)$$

где $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по периоду осцилляций. Характерный профиль волновой функции представлен на рис. 3.

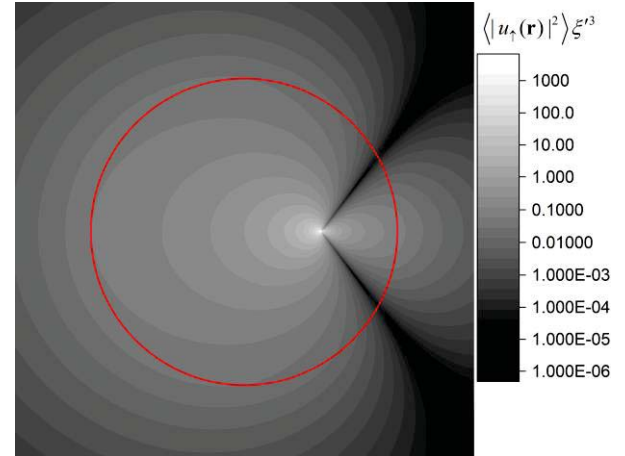


Рис. 3. Профиль волновой функции примесного состояния на немагнитной примеси. Параметры: $a = \xi'$, $r_i = 0.5\xi'$, $\alpha_{\uparrow} = \alpha_{\downarrow} = \pi/2$, $E = 0.324\Delta$. Жирная линия обозначает границу нормальной гранулы

Отметим, что дискретные примесные уровни образуются и при энергиях, лежащих выше E_g — не более двух уровней на каждую проекцию спина электрона в каждой локальной минищели.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-42-520037 (расчёт энергий примесных состояний) и гранта РНФ № 15-12-10020 (анализ волновых функций примесных состояний).

Литература

1. A. A. Beshpalov // Phys. Rev. B, V. 97, 134504 (2018).
2. U. Günsheimer and A. Hahn // Phys. B (Amsterdam, Neth.), V. 218, 141 (1996).

Влияние приповерхностных потенциалов на условия формирования майорановских мод в сверхпроводящих нанопроволоках

В.В. Вальков, С.В. Аксенов, М.С. Шустин*

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036.

*mshustin@yandex.ru

В работе исследуются условия реализации майорановских мод в гибридной структуре металл / сверхпроводящая нанопроволока/металл, где под сверхпроводящей нанопроволокой подразумевается полупроводниковая нанопроволока со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и наведенной s-волновой сверхпроводимостью. Топологически нетривиальная область параметров (ТНОП) нанопроволоки, определяются на основе расчета майорановской поляризации и дифференциальной проводимости. Показано, что учёт наличия металлических контактов и приповерхностных потенциалов вблизи границы металл-полупроводник практически не изменяет условия реализации майорановских мод в длинной нанопроволоке, но приводит к возникновению квазимаюрановских состояний за пределами ТНОП.

Введение

В последние два десятилетия направление исследований, связанное с экспериментальным поиском и теоретическим анализом условий реализации майорановских мод (ММ) в твердотельных системах стало одним из магистральных в физике конденсированного состояния [1-4]. Реализация ММ связана с нетривиальной топологической структурой волновых функций квазичастичных возбуждений в сверхпроводящих системах: ММ реализуются при контакте двух сред, находящихся в различных топологических фазах (ТФ) [3]. При этом, в отсутствие межэлектронного взаимодействия, переход подсистем из одной ТФ в другую не может быть осуществлен при непрерывном изменении параметров, не закрывающих щели в спектре объемных возбуждений. Этим обусловлена так называемая топологическая защищенность ММ, которая в свою очередь обуславливает к ним интерес, как к перспективным объектам квантовых вычислений [2, 4].

Одними из перспективных и наиболее изучаемых твердотельных систем с ММ являются помещенные во внешнее магнитное поле полупроводниковые нанопроволоки с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и наведенной за счет эффекта близости сверхпроводимостью (далее сверхпроводящие нанопроволоки – СП НП) [4, 5]. Оператор рождения ММ в таких системах может быть представлен как суперпозиция двух самосопряженных операторов, волновые функции которых локализованы на различных концах проволоки [2, 4]. Вследствии нулевой энергии возбуждения ММ туннель-

ная дифференциальная проводимость при нулевом напряжении в такой системе должна равняться двум квантам проводимости ($2G_0 = 2e^2/h$) [4]. Причем такое свойство должно сохраняться в широкой области параметров до тех пор, пока состояние электронной подсистемы нанопроволоки соответствует топологически нетривиальной фазе (ТНФ).

Первые транспортные эксперименты со сверхпроводящими нанопроволоками продемонстрировали наличие пика дифференциальной проводимости при нулевом напряжении в широкой области значений магнитного поля. Однако, величина такого пика существенно отличалась от $2G_0$. Это привело, во-первых, к широкой дискуссии относительно микроскопических причин возникновения такого пика и, во-вторых, к активному рассмотрению альтернативных подходов к обнаружению ММ. Однако, недавно, вследствие улучшения экспериментальной методики, квантованный пик дифференциальной проводимости при нулевом напряжении был обнаружен в транспортных экспериментах с нанопроволоками [4]. В связи с этим анализ условий реализации ММ в геометрии гибридной системы металл-СП НП-металл приобретает особую актуальность.

Обсуждение подхода и результатов

Традиционным способом определения условий реализации ММ в сверхпроводящих квантовых проволоках является вычисление топологического инварианта при периодических граничных условиях [2]. Однако такой подход, не может быть применен

при рассмотрении гибридной структуры металл-СП НП-металл из-за нарушенной трансляционной инвариантности. В недавних работе [6] в качестве характеристики, позволяющей определять условия реализации ММ в пространственно-неоднородных квазиодномерных системах была предложена майорановская поляризация (МП). Для квазиодномерных моделей цепочки Китаева и сверхпроводящей нанопроволоки было показано, что параметрические области реализации ММ для пространственно инвариантных систем, предсказываемые на основе анализа МП и топологических инвариантов полностью совпадают. Однако авторами работы [6] не брались в рассмотрение такие эффекты, как наличие приповерхностных потенциалов в области контактов металл-нанопроволока, а также наличие электрон-электронного взаимодействия в нанопроволоке. Между тем, данные эффекты должны учитываться при последовательной интерпретации экспериментальных данных.

В настоящей работе для геометрии гибридной структуры металл-сверхпроводящая нанопроволока-металл, характерной для последних экспериментов, рассмотрено влияние приповерхностных электростатических потенциалов вблизи контактов гибридной структуры на условия реализации в системе майорановских мод. Анализ условий возникновения ММ проводится посредством вычисления майорановской поляризации. Показывается, что приповерхностные потенциалы и практически не изменяют параметрическую область реализации майорановских мод по сравнению с ожидаемой областью параметров, получаемой из анализа топологических инвариантов, но приводят к появлению квазимайорановских состояний [6] за пределами топологически нетривиальной области параметров (рис. 1)

Дополнительно, изучено влияние контактной разности потенциалов на транспортные свойства нанопроволоки со спин-орбитальным взаимодействием в фазе топологической сверхпроводимости. В частности, в рамках метода неравновесных функций Грина проанализирована роль приповерхностного электростатического потенциала в формировании резонансных особенностей дифференциальной проводимости, связанных с тунелированием через ММ.

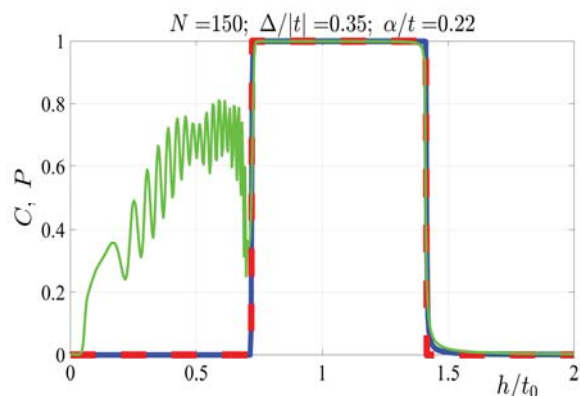


Рис. 1. Зависимости значений майорановской поляризации сверхпроводящей нанопроволоки от величины магнитного поля без учета (толстая кривая) и при учете (тонкая кривая) изгиба зон нанопроволоки вблизи металлических контактов. Толстой кривой обозначены значения Z_2 топологического инварианта, вычисленного при рассмотрении системы с периодическими граничными условиями

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 19-02-00348, 18-42-243018, 18-42-243017), Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научных проектов: «Контактные явления и магнитный беспорядок в проблеме формирования и детектирования топологически защищенных краевых состояний в полупроводниковых наноструктурах», «Проявление кулоновских взаимодействий и эффектов ограниченной геометрии в свойствах топологических краевых состояний наноструктур со спин-орбитальным взаимодействием».

Двое из авторов (ШМС и АСВ) благодарят за поддержку Совет по грантам Президента РФ (проекты МК-3594.2018.2, МК-3722.2018.2).

Литература

1. N. Read and D. Green // *Physical Review B*, V 85, 10267 (2000).
2. A.Y. Kitaev // *Phys. Usp.* V. 44, 131 (2001).
3. J. Alicea // *Rep. Prog. Phys.* V. 75, 076501 (2012).
4. R.M. Lutchin, E.P.A.M. Bakkers, L.P. Kouwenhoven et.al. // *Nat. Rev. Mat.* 3, 52 (2018).
5. H. Zhang, O. Gul, S. Conesa-Boj, et. al. // *Nat. Comm.* 8, 16025 (2017).
6. N. Sedlmayr, C. Bena // *Phys. Rev. B*. 92, 115115 (2015).

Резистивный переход в движущейся вихревой решетке, индуцированный одиночным оптическим фотоном

Д.Ю. Водолазов^{1*}, Т.М. Klarwijk²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

² Physics Department, Moscow State University of Education, Moscow, Russia

and Kavli Institute of Nanoscience, Delft University of Technology, The Netherlands.

*vodolazov@ipmras.ru

В работе показано, что поглощение одиночного фотона оптического или инфракрасного диапазона способно вызвать переход 'грязной' сверхпроводящей полоски из резистивного состояния (flux flow regime) в нормальное. Поглощенный фотон нагревает достаточно большую область сверхпроводника (сравнимую или большую межвихревого расстояния), что инициирует возникновение цепочки быстро движущихся поперек пленки вихрей. Такое состояние является неустойчивым и в сверхпроводнике возникает нормальный домен, распространяющийся вдоль полоски.

Введение

Известно, что поглощение одиночного оптического фотона может переключить тонкую токнесущую сверхпроводящую полоску из сверхпроводящего в резистивное состояние [1]. Эффект основан на локальном разогреве сверхпроводника и появлении горячей области (пятна) с нагретыми электронами и фононами и подавленной сверхпроводимостью в месте поглощения фотона. Такая горячая область изменяет распределение тока в полоске и делает сверхпроводящее состояние неустойчивым, если ток в полосе превышает некоторое критическое значение.

В данной работе предлагается другой вид однофотонного отклика, основанного на известном переходе сверхпроводящей полоски из режима течения вихрей в другое, более резистивное состояние при токе $I > I_q$ (I_q – ток неустойчивости вязкого движения вихрей) [2-4]. Идея основана на следующем. Созданная фотоном горячая область должна притягивать вихри, как область с подавленной сверхпроводимостью. Следовательно, распределение вихрей в полоске изменится, что может локально увеличить Джоулев разогрев и деформацию коров вихрей, возникающую при их движении. Оба эффекта могут вызвать переход сверхпроводящей полоски в более резистивное (нормальное) состояние.

Для моделирования отклика сверхпроводящей полоски с током на поглощенный фотон мы численно решили систему связанных уравнений, состоящую из модифицированного временного уравнения Гин-

збурга-Ландау для сверхпроводящего параметра порядка, уравнения теплопроводности для электронной температуры и уравнения баланса для фононной температуры, дополненное уравнением непрерывности тока. Поглощение фотона моделировалось локальным нагревом электронов и фононов на величину δT в выбранный момент времени в конечной области $2\xi_c \times 2\xi_c$, где $\xi_c = (\hbar D / k_B T_c)^{1/2}$ (обоснованность такого подхода для достаточно 'грязных' сверхпроводящих полосок с коротким электрон-электронным временем неупругого рассеяния обсуждается в [5]).

Результаты

В численных расчетах мы начинаем с тока $I = 0$ при $t = 0$. Далее, за промежуток времени $t = 0-3000 \tau_c$ ток линейно увеличивается и при $t = 5000 \tau_c$ ($\tau_c = \hbar / k_B T_c$), локальный нагрев который моделирует поглощение фотона, включается. На рисунках 1,2 показана временная зависимость электрического поля $E(t)$ в сверхпроводящей полоске при близких токах. Магнитное поле зафиксировано на уровне $H = 0.05 H_0$ ($H_0 = \Phi_0 / 2\pi \xi_c^2$), температура $T = 0.8 T_c$, ширина полоски $w = 50 \xi_c$. При выбранных параметрах (время ухода фононов в подложку $\tau_{esc} = 0.05 \tau_0$, отношение электронной и фононной теплоемкостей равно 0.6 при $T = T_c$ и $\tau_0 = 1000$ ps [5]), температуре и магнитном поле ток $I_q = 0.42 I_{dep}$ (I_{dep} – ток распаривания при данной температуре). В расчетах центр горячей области расположен на расстоянии $12.5 \xi_c = w/4$ от края полоски, где вихри входят в сверхпроводник (правый край - см. встав-

ки на рисунках 1,2). Энергия фотона 3eV ($\lambda=410\text{ нм}$).

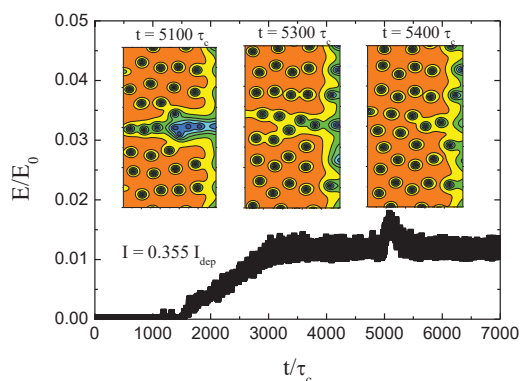


Рис. 1. Зависимость величины электрического поля в полоске от времени (ток $I=0.355 I_{\text{dep}}$). На вставках показано распределение параметра порядка в разные моменты времени

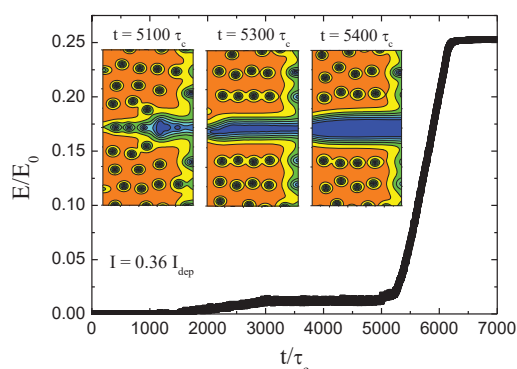


Рис. 2. Зависимость величины электрического поля в полоске от времени ($I=0.36 I_{\text{dep}}$)

При токе $I=0.355 I_{\text{dep}}$ поглощение фотона приводит к временному перераспределению вихрей (их более высокой плотности в области горячего пятна) и появлению дополнительного электрического поля, которое, однако, довольно быстро исчезает (см. рисунок 1). При немного большем токе поглощение фотона приводит к более сильному эффекту – переключению полоски в нормальное состояние. Переключение происходит с появлением области с сильно подавленной сверхпроводимостью поперек всей полоски, вдоль которой двигаются ‘быстрые’ вихри, напоминающие джозефсоновские вихри в S-N-S контакте. Такое состояние является не-

устойчивым в данной модели, как за счет более высокого джоулева разогрева (по сравнению с состоянием с ‘медленными’ вихрями Абрикосова), так и за счет неустойчивости S-N границы в токонесущих сверхпроводниках с малой глубиной проникновения электрического поля, которая приблизительно равна длине когерентности.

Было обнаружено, что фотоиндуцированное переключение существует при всех магнитных полях, при которых на вольтамперной характеристике есть скачок напряжения при $I=I_q$, а также при меньших температурах (расчеты проводились до $T=0.5T_c$). Ток, при котором происходит переключение увеличивается с уменьшением энергии фотона и удалением места поглощения фотона от края полоски, где входят вихри.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 18-72-10027) и РФФИ (проект 19-02-00528).

Литература

1. С.М. Natarajan, M.G. Tanner, and R.H. Hadfield, Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications, *Supercond. Sci. Technol.* 25, 063001 (2012).
2. W. Klein, R.P. Huebener, S. Gauss, and J. Parisi, Nonlinearity in the flux-flow behavior of thin-film superconductors, *J. Low Temp. Phys.* 61, 413 (1985).
3. M.N. Kunchur, Unstable Flux Flow due to Heated Electrons in Superconducting Films, *Phys. Rev. Lett.* 89, 137005 (2002).
4. D. Babic, J. Bentner, C. Surgers, and C. Strunk, Flux-flow instabilities in amorphous $\text{Nb}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ microbridges, *Phys. Rev. B* 69, 092510 (2004).
5. D.Yu. Vodolazov, Single-Photon Detection by a Dirty Current-Carrying Superconducting Strip Based on the Kinetic-Equation Approach, *Phys. Rev. Applied* 7, 034014 (2017).

Эффект близости в сверхпроводящем триплетном спиновом клапане S1/F1/S2/F2

Р.Р. Гайфуллин^{1,*}, В.Н. Кушнир^{2,3}, Р.Г. Деминов¹, Л.Р. Тагиров^{1,4}, М.Ю. Куприянов^{1,5,6}, А.А. Голубов^{6,7}

¹ Институт физики КФУ, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

² Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. Петруся Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь.

³ Белорусский государственный университет, пр-т Независимости, 4, Минск, 220013, Республика Беларусь.

⁴ КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Сибирский Тракт, 10/7, Казань, 420029.

⁵ НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ, ул. Ленинские Горы, 1-2, Москва, 119992.

⁶ МФТИ, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

⁷ Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute of Nanotechnology University of Twente, P.O. Box 217, 7500 AE Enschede, The Netherlands.

*gaifullin.rashid@gmail.com

Исследована критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c многослойной структуры S1/F1/S2/F2 (S1 и S2 – синглетные сверхпроводники, F1 и F2 – ферромагнитные металлы), в которой дальнедействующая триплетная компонента сверхпроводящего спаривания образуется при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев. Изучено влияние дополнительного сверхпроводящего слоя S2 на прямой, триплетный и инверсный режим спинового клапана при изменении толщин слоев, энергий обменного расщепления, прозрачностей границ. Исследованы условия, при которых сверхпроводимость в дополнительном слое S2 подавлена, и он выполняет функции нормального слоя, а также условия, при которых сверхпроводимость этого слоя сохраняется и влияет на температуру перехода T_c .

Введение

Исследована критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c многослойной структуры S1/F1/S2/F2 (S1 и S2 — синглетные сверхпроводники, F1 и F2 — ферромагнитные металлы, рис. 1), в которой дальнедействующая триплетная компонента сверхпроводящего спаривания образуется при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев [1].

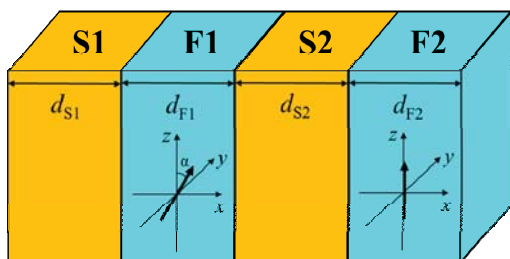


Рис. 1. Многослойная гетероструктура S1/F1/S2/F2. Плоская внешняя граница слоя S1 соответствует $x = 0$. Жирные стрелки в F слоях обозначают направления обменных полей \mathbf{h} , лежащих в плоскости (y, z) . Угол между направлениями обменных полей α

Ранее было показано, что T_c трехслойной структуры S/F1/F2 [2] и многослойной структуры S/F1/N/F2 [3] (N — нормальный металл) может быть немонотонной функцией угла α между намагниченностями двух ферромагнитных слоев, в про-

тивоположность монотонному поведению $T_c(\alpha)$, полученному для трехслойной гетероструктуры F1/S/F2 [4].

Изучено влияние дополнительного сверхпроводящего слоя S2 на прямой, триплетный и инверсный режим спинового клапана при изменении толщин слоев, энергий обменного расщепления, прозрачностей границ.

Исследованы условия, при которых сверхпроводимость в дополнительном слое S2 подавляется, и он выполняет функции нормального слоя, а также условия, когда сверхпроводимость этого слоя сохраняется и влияет на температуру перехода T_c .

Результаты и обсуждение

Для вычисления критической температуры T_c как функции параметров спинового клапана, который в грязном пределе описывается с помощью уравнений Узаделя, был применен матричный метод [5].

При моделировании использовалось приближение: все границы контактов прозрачны ($\gamma_B = 0$), константы диффузии и удельные сопротивления одинаковы ($\gamma = 1$), абсолютные значения обменных полей в обоих ферромагнитных слоях совпадают.

Результаты численного расчета для прямого режима переключения спинового вентиля, когда температура сверхпроводящего перехода T_c при параллельной ориентации меньше чем при антипараллельной, представлены на рис. 2. Толщины ферромагнитных слоев $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.15$, $d_{F2}/\xi_{F2} = 0.15$.

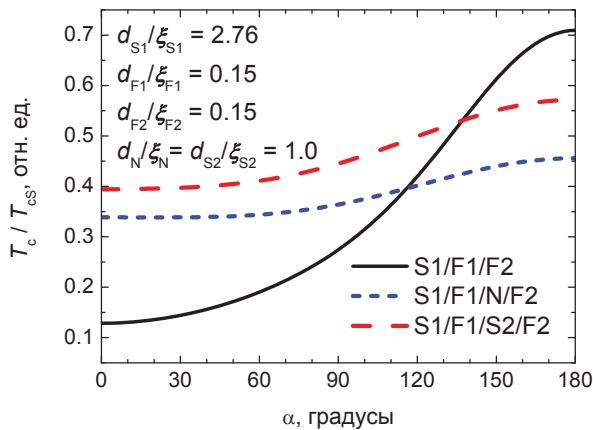


Рис. 2. Зависимость критической температуры T_c от угла α между намагниченностями ферромагнитных слоев S1/F1/F2 (сплошная линия), S1/F1/N/F2 (короткие пунктирные линии) и S1/F1/S2/F2 структуры (длинные пунктирные линии). Прямой режим переключения спинового вентиля

Результаты численного расчета для триплетного режима переключения спинового вентиля, когда минимум критической температуры T_c достигается при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев, представлены на рис. 3. Толщины ферромагнитных слоев $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.3$, $d_{F2}/\xi_{F2} = 0.7$.

Из графиков видно, что дополнительный четвертый N или S2 слой уменьшает амплитуду изменения температур спинового вентиля в сравнении с трехслойной структурой S1/F1/F2. Но дополнительный S2 слой может увеличить эффективность режимов спинового клапана в сравнении с дополнительным N слоем при условии сохранения в нем сверхпроводящего состояния. В этом случае критическая температура перехода T_c для структур S1/F1/S2/F2 больше, чем для S1/F1/N/F2 структур.

При больших толщинах F1 слоя сверхпроводящее состояние в S2 слое подавляется, и критические температуры S1/F1/S2/F2 и S1/F1/N/F2 структур совпадают.

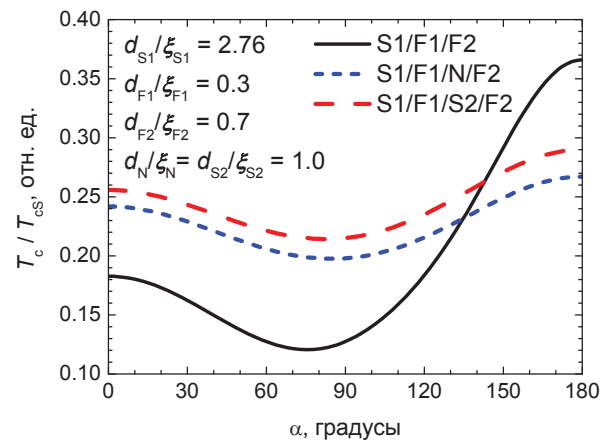


Рис. 3. Зависимость критической температуры T_c от угла α между намагниченностями F слоев S1/F1/F2 (сплошная линия), S1/F1/N/F2 (короткие пунктирные линии) и S1/F1/S2/F2 структуры (длинные пунктирные линии). Триплетный режим переключения спинового вентиля

Благодарности

Работа была поддержана проектами РФФИ 16-02-01171-a, 15-32-20362-bel_a_ved и SPSR (grant “Nanotech” 2.49).

Литература

1. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov // *Reviews of Modern Physics*, V. 77, 1321–1373 (2005).
2. Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, T.Yu. Karminskaya, M.Yu. Kupriyanov, R.G. Deminov, L.R. Tagirov // *JETP Letters*, V. 91, 308–313 (2010).
3. R.R. Gaifullin, R.G. Deminov, L.R. Tagirov, M.Yu. Kupriyanov, Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, to be submitted.
4. Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov // *JETP Letters*, V. 77, 510–515 (2003).
5. Kushnir V.N.: DSc dissertation, Minsk 2014.

Динамические режимы в одномерной цепочке джозефсоновских контактов с запаздывающей индуктивной связью

М.А. Галин^{1*}, В.В. Курин^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

*galin@ipmras.ru

Для модельной цепочки джозефсоновских контактов предложена система дифференциальных уравнений, описывающая разность фаз на контактах при условии индуктивной нелокальной связи между контактами и при учёте запаздывания связи. Система уравнений получена в высокочастотном приближении с использованием разделения джозефсоновской разности фаз на быстрые и медленные составляющие. Продемонстрированы два режима колебаний, зависящих от выбора начального распределения фаз контактов.

Введение

Системы джозефсоновских контактов являются, вероятно, наиболее изучаемым классом связанных нелинейных осцилляторов [1]. Неослабевающий интерес к джозефсонике объясняется широким спектром актуальных приложений, где использование джозефсоновских контактов кажется вполне закономерным: от метрологии и терагерцовой генерации до квантовых вычислений и метаматериалов. Для изучения динамических режимов, возникающих в системе джозефсоновских контактов, в том числе при поиске условий их взаимной синхронизации, предлагаются различные модели нелинейных взаимодействующих осцилляторов. В соответствующей системе дифференциальных уравнений ключевым элементом является слагаемое, описывающее взаимодействие между осцилляторами. Характер взаимодействия может зависеть как от типа соответствующего массива контактов, так и от степени детализации модели. В некоторых пор для описания системы последовательно соединённых джозефсоновских контактов часто используется модель Курамото, в которой осцилляторы глобально связаны через колебательный контур, подключённый к цепочке контактов параллельно [2]. Активно развивается модель, контакты в которой связаны нелокальным образом через инжекционный ток [3]. Она больше подходит для описания массива внутренних контактов, например, образующихся в кристаллах BiSrCaCuO , где контакты расположены достаточно близко друг к другу. Подобная модель непригодна для описания дискретных массивов – перспективных систем с точки зрения приме-

нения в качестве терагерцовых излучателей [4]. Переходы в таких системах расположены на расстояниях порядка нескольких микрон, поэтому связь между элементами осуществляется главным образом через электромагнитное взаимодействие.

В работе прошлого года [5] предложена система уравнений, в которой связь между контактами имеет нелокальный характер и является индуктивной, что моделирует электромагнитное взаимодействие между соседними осцилляторами. В данной работе в развиваемой модели учтено запаздывание связи, а соответствующая система уравнений для медленных фаз выведена в высокочастотном приближении.

Система уравнений

Рассматривается система из N джозефсоновских контактов, соединённых последовательно. На концах цепочки заданы периодические граничные условия, а напряжение и ток в переходе связаны посредством резистивной модели. Ниже представлена система дифференциальных уравнений, описывающая взаимодействие осцилляторов через индуктивную нелокальную связь с запаздыванием (выражение с суммированием в правой части):

$$c\dot{\varphi}_n(t) + \dot{\varphi}_n(t) + \sin \varphi_n(t) = \xi - a \sum_{m \neq n} \dot{\varphi}_m(t - \tau|m - n|) \exp(-|m - n|/P). \quad (1)$$

Здесь $\varphi_n(t)$ – разность фаз на n -ом контакте, ξ , c – нормированные ток смещения и емкость контакта, a – коэффициент связи, пропорциональный индус-

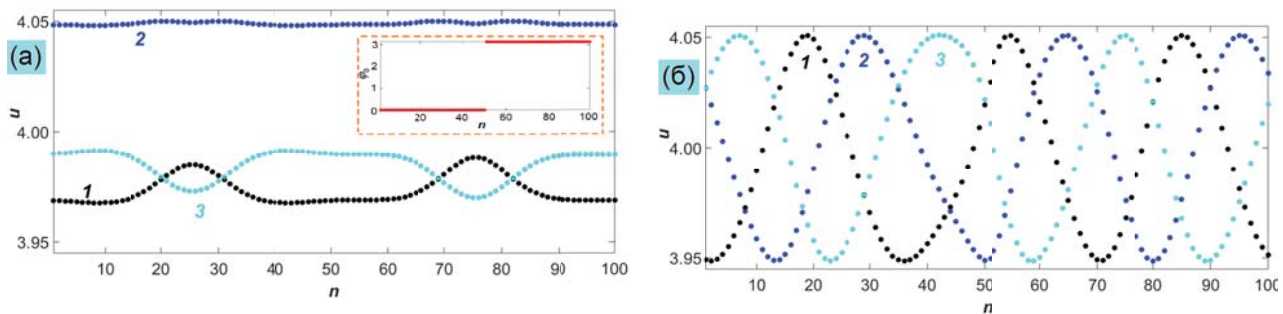


Рис. 1. Динамические режимы колебаний в цепочке джозефсоновских контактов: синхронный режим (а) и режим бегущей волны (б). Показаны мгновенные значения напряжений на контактах при трёх последовательных моментах времени (обозначены цифрами) вблизи значения времени $t = 10^5$, отсчитываемого от начала колебаний ($t = 1$ соответствует примерно 3 пс). На вставке изображено начальное распределение фаз контактов, которое приводит к синхронному режиму колебаний

цируемому переменному току, P – эффективное число контактов, влияющих на n -й контакт с каждой стороны от него, τ – время запаздывания связи между соседними контактами.

Аналогично [6], ищем решение в виде $\varphi_n = \omega_J t + \theta_n + \psi_n$, где ψ_n соответствует малым высокочастотным колебаниям фазы, θ_n – немалая, но медленная фазовая переменная, ω_J – частота джозефсоновских осцилляций. В высокочастотном приближении $\omega_J \approx \zeta$, а уравнение для медленных фаз принимает вид:

$$c\ddot{\theta}_n + a \sum_{m \neq n} \ddot{\theta}_m \exp(-|m - n|/P) + \dot{\theta}_n + 0.5 \sum_m \operatorname{Re}[M_{nm}^{-1} \exp(i(\theta_m - \theta_n))] = 0, \quad (2)$$

где M_{nm}^{-1} – элементы матрицы, обратной матрице \tilde{M} , диагональные и недиагональные элементы которой имеют вид: $M_{nn} = \omega_J + ic\omega_J^2$, $M_{mn} = M_{nm} = ia\omega_J^2 \exp(-|m - n|/P - i\omega_J \tau |m - n|)$. Последнее суммирование в левой части (2) ответственно за синхронизацию контактов. По форме оно схоже с функцией взаимодействия осцилляторов в модели Курамото [2].

Режимы установившихся колебаний

На основе выведенных уравнений обнаружены два режима установившихся колебаний, зависящих от начальных условий. На рис. 1 приведены мгновенные значения напряжений на контактах в близкие моменты времени при следующих значениях параметров: $N = 100$, $\xi = 4$, $c = 2.5$, $a = 0.1$, $P = 2$, $\tau = 0.1$.

Режим колебаний, показанный на рис. 1(а), был получен при выборе симметричной формы начального распределения фаз контактов (см. вставку), которая моделирует стоячую волну в цепочке. Раз-

ность фаз между колебаниями отдельных контактов постоянна и стремится к нулю, т.е. реализуется режим синхронных колебаний. Рис. 1б демонстрирует режим установившихся колебаний в виде бегущей волны. Данный режим имеет место как при случайном выборе начальных фаз, так и при небольшом отклонении начального распределения от вышеуказанной формы стоячей волны, приводящей к синхронным колебаниям. В последнем случае расчёты проводились при среднеквадратическом отклонении начальной фазы до 2° . Полученный результат указывает на неустойчивость синхронного режима в данной модели нелокально связанных джозефсоновских контактов. Малое отклонение от симметричной формы начальных фаз приводит к возникновению бегущей волны в цепочке осцилляторов – устойчивому режиму колебаний.

Работа поддержана РФФИ, грант № 18-02-00912.

Литература

1. M. Darula, T. Doderer and S. Beuven // *Supercond. Sci. Technol.*, V. 12, R1–R5 (1999).
2. K. Wiesenfeld, P. Colet and S.H. Strogatz // *Phys. Rev. Lett.*, V. 76, 404–407 (1996).
3. M.R. Kolahchi, A.E. Botha and Yu.M. Shukrinov // *J. Supercond. Nov. Magn.*, V.30, 1659–1663 (2017).
4. M.A. Galin, E.A. Borodianskiy, V.V. Kurin et al. // *Phys. Rev. Appl.*, V. 9, 054032 (2018).
5. М.А. Галин, В.В. Курин, А.М. Клушин, В.М. Краснов // *Материалы XXIII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» (Нижний Новгород)*, Т.1, 46–47 (2018).
6. В.В. Курин, Н.К. Вдовичева, И.А. Шерешевский // *Изв. вузов. Радиофизика*, Т. 59, 1030 – 1046 (2016).

Природа магнитных осцилляций в высокотемпературных сверхпроводниках семейства YBaCuO

П.Д. Григорьев^{1,2}

¹ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, ул. Академика Семенова, 1а, г. Черноголовка, Московская область, 142432.

² Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский проспект, 4, Москва, 119991.

grigorev@itp.ac.ru

Фурье-образ наблюдаемых магнитных квантовых осцилляций в высокотемпературных сверхпроводниках YBaCuO имеет резкий низкочастотный пик с двумя меньшими соседними пиками. Разделение и даже положение этих трех пиков слабо зависит от легирования. Этот набор частот обычно объясняют [1,2] малыми карманами поверхности Ферми, возникающими из-за ее довольно специфической перестройки, вызванной волнами зарядовой плотности. Нами показано [3,4], что эти магнитные осцилляции вероятно имеют другое происхождение, и их частоты связаны с перескоком электронов между слоями и между бислоями, а не непосредственно с площадью крошечных карманов поверхности Ферми.

Введение

Наблюдаемые магнитные квантовые осцилляции (МКО) в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) ряда YBCO ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$) имеют довольно необычный состав гармоник: три близкие равноудаленные и достаточно малые частоты $\sim 530\text{T}$ и $530 \pm 90\text{T}$, что соответствует около 2% зоны Бриллюэна (см. рис. 1). При этом центральная гармоника имеет амплитуду более чем в ~ 2 раза выше, чем с каждой из сторон [1,2]. Общепринятое объяснение таких квантовых осцилляций предполагает перестройку исходной большой поверхности Ферми из-за волны зарядовой плотности (ВЗП) [2]. Однако это объяснение имеет ряд существенных недостатков. Например, оно предполагает также набор других близких частот МКО, которые не наблюдаются экспериментально. В рамках этой модели наблюдаемые частоты МКО должны сильнее и по-другому зависеть от уровня легирования. Имеются и другие сложности этой интерпретации.

Альтернативное объяснение

Мы предлагаем альтернативную интерпретацию наблюдаемых магнитных осцилляций в YBCO [3,4], которая на наш взгляд более естественным образом объясняет наблюдаемую картину. Наша модель МКО учитывает двухслойную кристаллическую структуру YBCO (см. рис. 2) и включает соответствующее расщепление электронного спектра и дисперсию электронов перпендикулярно проводящим слоям. При этом основная наблюдаемая частота $\sim 530\text{T}$ возникает как удвоенная разница двух

близких частот и соответствует величине бислойного расщепления площади кармана поверхности Ферми (ПФ), а не площади самого кармана (см. рис. 2b). Электронные состояния бислоя расщепляются по энергии на удвоенную величину интеграла перескока t_{\perp} между слоями. Расщепление частот на $\pm 90\text{T}$ происходит из-за гофрировки ПФ и соответствует интегралу перескока t_z между бислоями, определяющим ширину зоны вдоль направления z перпендикулярного проводящим слоям.

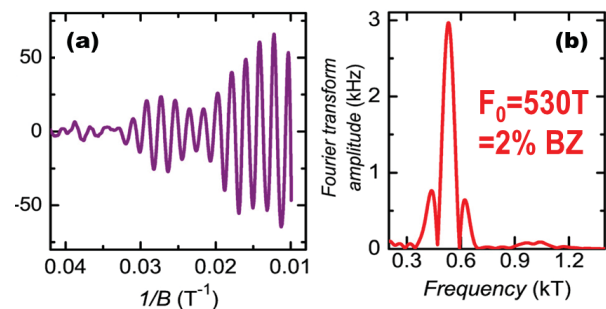


Рис. 1. Экспериментально наблюдаемые [1] магнитные квантовые осцилляции сопротивления (а) и их преобразование Фурье (б) в высокотемпературном сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Рисунок взят из обзора [2]

Фурье-образ таких магнитных осцилляций также состоит из трех равноудаленных пиков [3], относительная величина которых зависит от фактора Дингла, определяемого рассеянием на беспорядке, и от интервала магнитного поля, доступного в эксперименте [3,4] (см. рис. 3). Чем сильнее беспорядок или чем меньше этот интервал, тем слабее боковые пики. Поэтому они наблюдаются только на самых сильных импульсных магнитах до 100T [1,2].

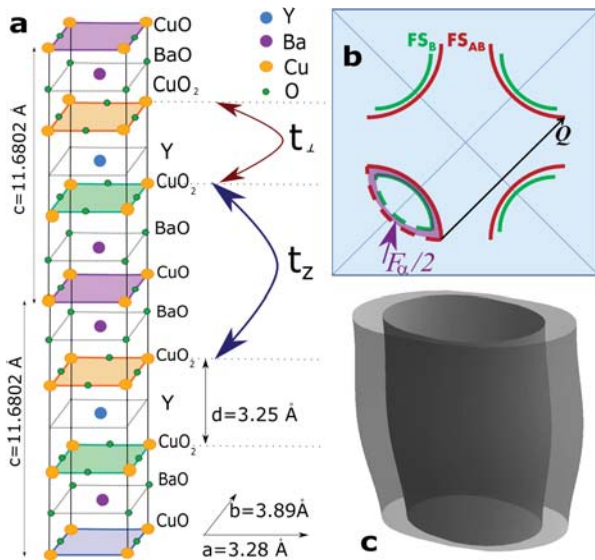


Рис. 2. Двухслойная кристаллическая структура и поверхность Ферми YBCO. а) Кристаллическая структура в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, приводящая к расщеплению числа на четные (B) и нечетные (AB) электронные состояния, отличающиеся по энергии на $2t_{\perp}$. б) Схематически показанная поверхность Ферми (FS) в YBCO в проводящей плоскости, видимая на ARPES. Сплошные красные и зеленые линии показывают бислоино-расщепленные дуги поверхности Ферми. Пунктирные линии показывают части FS, смещенные на волновой вектор антиферромагнитного упорядочения. Они, возможно, ответственны за образование замкнутого кармана ПФ. В фиолетовый цвет окрашена разница двух расщепленных карманов. в) Иллюстрация квазидвумерной поверхности Ферми с гофрировкой из-за дисперсии вдоль z и двойным бислоиным расщеплением на t_{\perp}

Такие "медленные" магнитные осцилляции появляются даже без сложной перестройки ПФ и почти не зависят от уровня легирования. Они ранее наблюдались и исследовались в органических металлах [5] и трителлуридах редкоземельных металлов [6]. В отличие от обычных МКО, эти медленные осцилляции намного слабее подавляются температурой [5] и длинноволновой пространственной неоднородностью образца, типичной для ВТСП кристаллов и приводящей к размытию уровня Ферми. Поэтому они легче наблюдаются в эксперименте. Предложенная интерпретация позволяет разрешить «противоречие» данных ARPES и МКО (в ARPES видны только 4 дуги ПФ), а также объясняет некоторые другие особенности наблюдаемых МКО в YBCO, которые сложно объяснить только сценарием перестройки ПФ вызванной ВЗП.

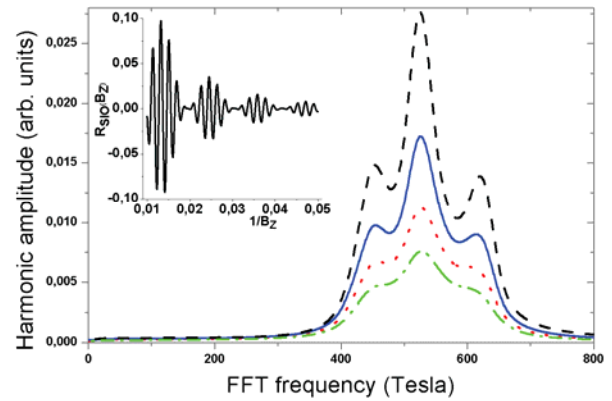


Рис. 3. Вычисленные магнитные осцилляции сопротивления (вставка) и их преобразование Фурье (главный рисунок) при разной величине температуры Дингла T_D . При разумном выборе T_D получаются осцилляции как на рис. 1

Из наблюдаемой угловой зависимости частоты боковых пиков [2] согласно нашей модели можно оценить площадь исходного замкнутого кармана ПФ как $\sim 6\%$ от зоны Бриллюэна. Такой карман может быть образован из-за рассеяния в «горячих точках» ПФ на волновой вектор антиферромагнитного упорядочения, как на Рис. 2б. Тогда наблюдаемая частота 530Т соответствует (окрашенной в фиолетовый цвет на Рис. 2б) удвоенной разнице площадей бислоино-расщепленных карманов. Исходный замкнутый карман ПФ может быть образован также ее перестройкой из-за рассеяния на ВЗП, наблюдаемой в экспериментах по рентгеновскому рассеянию в сильном магнитном поле. Для нашей модели не существенно, как именно образуется исходный замкнутый карман.

Работа частично поддержана грантами РФФИ №19-02-01000 и 18-02-00280 и фондом «Базис».

Литература

1. S.E. Sebastian et al. // Phys. Rev. Lett., 108, 196403, 2012.
2. S.E. Sebastian & C. Proust // Annu. Rev. Cond. Matter Phys., 6, 411, 2015.
3. P.D. Grigoriev, T. Ziman // JETP Lett. 106, 361, 2017.
4. P.D. Grigoriev, T. Ziman // Phys. Rev. B, 96, 165110, 2017.
5. M.V. Kartsovnik, P.D. Grigoriev et al. // Phys. Rev. Lett. 89, 126802 (2002).
6. P.D. Grigoriev, A.A. Sinchenko, P. Lejay et al. // Eur. Phys. J. B 89(6), 151 (2016).

Изменение анизотропии проводимости при зарождении сверхпроводимости в виде редких изолированных островков: теория и применение к слоистым сверхпроводникам

П.Д. Григорьев^{1,2}, К.К. Кешарпу², А.А. Синченко³

¹ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, ул. Академика Семенова, 1а, г. Черноголовка, Московская область, 142432.

² Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский проспект, 4, Москва, 119991.

³ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, корп.7, Москва, 125009.

grigorev@itp.ac.ru

Предложена модель и получены аналитические выражения [1-3] для проводимости в гетерогенных анизотропных проводниках с эллипсоидными сверхпроводящими включениями в рамках классического максвелловского приближения эффективной среды, применимого при малой объемной доли сверхпроводящей фазы. В рамках такой модели найдено и количественно описано общее свойство: если сверхпроводимость в сильно анизотропном проводнике зарождается в виде изолированных сверхпроводящих островков, она уменьшает электрическое сопротивление анизотропно с максимальным эффектом вдоль оси с наименьшей проводимостью. Результаты применены для анализа экспериментальных данных в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках FeSe и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ и в органическом сверхпроводнике.

Введение

Следы сверхпроводимости, такие как уменьшение электрического сопротивления, в сильно анизотропных и слоистых соединениях часто проявляются значительно выше температуры сверхпроводящего перехода T_c . Обычно такие эффекты объясняются в рамках теории сверхпроводящих флуктуаций [4]. Согласно теории [4] в сильно анизотропных слоистых сверхпроводниках эффекты флуктуаций сильнее всего уменьшают сопротивление вдоль проводящих слоев. Это имеет простую физическую интерпретацию, поскольку пространственная протяженность сверхпроводящих флуктуаций порядка длины когерентности, которая вдоль проводящих слоев намного больше чем поперек. Эффект сверхпроводящих флуктуаций на сопротивление поперек проводящих слоев может даже иметь противоположный знак [4]. Однако в ряде экспериментов, например, в высокотемпературных сверхпроводниках FeSe [1] (см. рис. 1), $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ [5], в органических сверхпроводниках $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ [6], $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [7] и $\beta\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{I}_3$, наблюдается обратная ситуация: выше T_c намного сильнее уменьшается сопротивление поперек слоев, то есть вдоль оси с наименьшей проводимостью. Было даже предложено [6], что в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ при понижении температуры сверхпроводимость сначала зарождается только поперек проводящих слоев.

Результаты

Мы предлагаем, что этот эффект сильно анизотропного влияния зарождающейся сверхпроводимости на электрическое сопротивление легко объясняется, если предположить, что сверхпроводимость в этих образцах зарождается пространственно неоднородно в виде изолированных островков. Мы выводим аналитические выражения [1-3] для проводимости в гетерогенных анизотропных проводниках с эллипсоидными сверхпроводящими включениями в рамках классического максвелловского приближения эффективной среды, применимого при малой объемной доле сверхпроводящей фазы. В рамках такой модели найдено и количественно описано общее свойство: если сверхпроводимость в сильно анизотропном проводнике зарождается в виде изолированных (не очень сильно сплюснутых) сверхпроводящих островков, она уменьшает электрическое сопротивление анизотропно с максимальным эффектом вдоль оси с наименьшей проводимостью [1-3]. Сверхпроводящие флуктуации в рамках известной теории [4] не приводят к такому эффекту.

Это свойство дает простой и общий инструмент для обнаружения неоднородной (островковой) сверхпроводимости в различных анизотропных соединениях. Полученные аналитические формулы [1-3] позволяют по данным о проводимости оценить

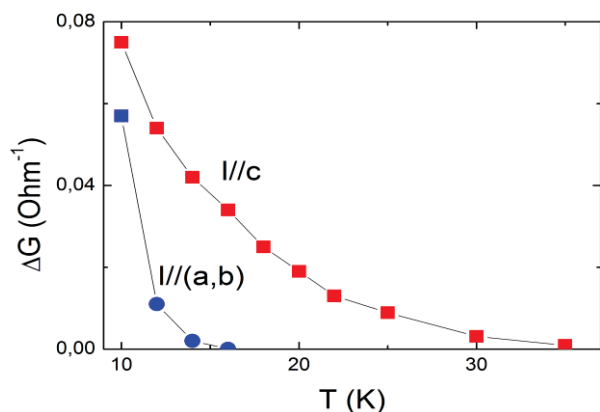


Рис. 1. Экспериментальные данные [1] по избыточной проводимости выше T_c в FeSe вдоль разных направлений

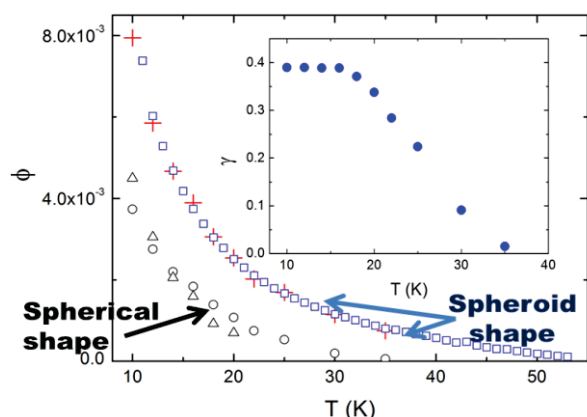


Рис. 2. Предполагаемая температурная зависимость [2] объемной доли сверхпроводящей фазы $\phi(T)$ в FeSe. Кружками показаны значения $\phi(T)$ полученные из экспериментальных данных по проводимости на основе нашей модели для сферической формы сверхпроводящих островков. Синими квадратами показаны значения $\phi(T)$ определенные по результатам магнитных измерений. Красными крестиками показаны значения $\phi(T)$, определенные по результатам транспортных измерений для сфероидных сверхпроводящих островков. На вставке показана температурная зависимость отношения квадратов полуосей сфероидных островков, соответствующая наилучшему согласию магнитных и транспортных измерений

температурную зависимость объемной доли сверхпроводящей фазы $\phi(T)$ (если приблизительно известна форма сверхпроводящих островков). Если имеются

также данные о температурной зависимости диамагнитной восприимчивости, позволяющие независимо определить $\phi(T)$, то такое сравнение служит независимым подтверждением неоднородного зарождения проводимости, а сравнение экспериментальных данных по изменению анизотропии проводимости с теорией позволяет приближенно определить форму (см. рис. 2) [2] или даже размер [3] сверхпроводящих включений (по сравнению с глубиной проникновения магнитного поля).

Такая оценка размера сверхпроводящих включений в β -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ [3] дает величину ~ 1 мкм, что много больше длины когерентности и показывает применимость использованного классического описания неоднородной среды.

П.Д.Г. благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант 18-1-2-40-1) и гранты РФФИ № 19-02-01000 и 18-02-00280.

Литература

1. A.A. Sinchenko, P.D. Grigoriev, A.P. Orlov, AV. Frolov, A. Shakin, D.A. Chareev, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev, Phys. Rev. B 95, 165120, 2017.
2. П.Д. Григорьев, А.А. Синченко, К.К. Кешарпу, и др., Письма в ЖЭТФ, 105, 748, 2017.
3. S.S. Seidov, K.K. Kesharpu, P.I. Karpov, and P.D. Grigoriev, Phys. Rev. B 98, 014515 2018.
4. А.А. Варламов, А. И. Ларкин, Теория флуктуаций в сверхпроводниках, Добросвет, М. (2007).
5. N.E. Hussey, K. Nozawa, H. Takagi, S. Adachi et al., Phys. Rev. B 56, R11423(R) (1997).
6. N. Kang, B. Salameh, P. Auban-Senzier, D. Jerome, C.R. Pasquier, and S. Brazovskii, Phys. Rev. B 81, 100509(R) (2010).
7. Ya.A. Gerasimenko, S.V. Sanduleanu et al., Phys. Rev. B 89, 054518 (2014).

О микроскопических механизмах спаривания в купратных ВТСП

М.В. Еремин

Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская 18, Казань, 420008.

meremin@kpfu.ru

В рамках моделей с сильными электронными корреляциями анализируются значения критических температур и зависимости сверхпроводящих щелей от волнового вектора в электронно- и дырочно-допированных купратах с оптимальными концентрациями носителей тока. Обсуждаются решения уравнения БКШ с одновременным учетом фононного, спин-флуктуационного, плазмонного и обменного механизмов спаривания.

Зависимость сверхпроводящей щели от волнового вектора несет в себе важную информацию о механизме спаривания квазичастиц. К настоящему времени различными экспериментальными методами обнаружено, что как в дырочно-, так и в электронно-допированных купратах она отличается от простой зависимости вида $\Delta_k = \Delta(\cos k_x a - \cos k_y a)$, которую часто представляют формулой $\Delta_\varphi = \Delta_0 \cos(2\varphi)$. Имеющиеся экспериментальные данные, как правило, аппроксимируются феноменологическим выражением $\Delta\varphi = \Delta_0(B\cos(2\varphi) + (1-B)\cos(6\varphi))$ [1–5]. Множитель $(1-B)$ для дырочно-допированных купратов положителен [1–3], а для электронно-допированных он отрицателен [4, 5]. Исследование происхождения этой загадочной асимметрии, а также причин отличия в значениях критических температур (в 2-3 раза!) может помочь выяснить важные детали спаривания.

Наиболее подходящим для электронно-допированных купратов, считается модельный гамильтониан вида

$$H = \sum_{i,j,\sigma} t_{ij} X_i^{\sigma,0} X_j^{0,\sigma} + \frac{1}{2} \sum_{i,j,\sigma,\sigma'} G_{ij} X_i^{\sigma,\sigma} X_j^{\sigma',\sigma'} - \sum_{i,j,\sigma,\sigma'} \frac{1}{4} J_{ij} (-1)^{1-\sigma-\sigma'} X_i^{\sigma,\sigma'} X_j^{\bar{\sigma},\bar{\sigma}'} \quad (1)$$

$$- \sum_{j \neq i,l,\sigma,\sigma'} \frac{t_{il} t_{lj}}{U} (-1)^{1-\sigma-\sigma'} X_i^{\sigma,0} X_l^{\bar{\sigma},\bar{\sigma}'} X_j^{0,\sigma'}$$

Здесь $X_i^{\sigma,0}$ – квазичастичные операторы для нижней подзоны Хаббарда, G_{ij} - и J_{ij} – параметры кулоновского и суперобменного взаимодействия квазичастиц, соответственно, t_{ij} – затравочные интегралы перескока между узлами решетки в плоскости CuO, U – параметр кулоновского отталкивания на одном узле, описывающий энергетический интервал между подзонами Хаббарда. Последнее слагаемое описывает трехцентровые корреляции. Это слагаемое играет важную роль в спаривании квазичастиц,

Оно существенно ослабляет суперобменный механизм спаривания [6–8].

Линеаризация уравнений движения проводилась методом проектирования. При этом затравочные интегралы перескока квазичастиц между ближайшими соседями на квадратной решетке перенормируются корреляционными функциями, которые рассчитываются самосогласованно. Так, «одетый» интеграл перескока между ближайшими соседями на квадратной решетке имеет вид [8]

$$t = t_1 \left(\frac{1+\delta}{2} + 2 \frac{1+F_1^t}{(1+\delta)} \langle S_0^z S_1^z \rangle \right) + \left(J_1 \frac{F_1^J}{1+\delta} + 3 \frac{t_1^2}{U} (1+F_1^T) \right) \langle X_0^{0,\sigma} X_1^{\sigma,0} \rangle. \quad (2)$$

Затравочные параметры перескока t_1, t_2, t_3 задавались так, чтобы рассчитанная поверхность Ферми соответствовала данным по фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES).

Функции динамических восприимчивостей и диэлектрической проницаемости получались методом функций Грина. Уточнение параметра обменного взаимодействия J_1 , высокочастотной диэлектрической проницаемости и параметров проектирования $F_1^t = F_1^T$ и F_1^J проводилось путем сопоставления рассчитанных спектров (законов дисперсии) с экспериментальными данными о коллективных спиновых возбуждениях и плазмонах, информация о которых получена методами неупругого рассеяния нейтронов и рентгеновских лучей.

Интегральное уравнение БКШ

$$\Delta_k = -\frac{1}{N} \sum_{k'} V_{k,k'} \frac{\Delta_{k'}}{2E_{k'}} \tanh\left(\frac{E_{k'}}{2k_B T}\right), \quad (3)$$

$$E_{k'} = \sqrt{(\varepsilon_{k'} - \mu)^2 + |\Delta_{k'}|^2}$$

решалось численно. Ядро уравнения $V_{k,k'}$ содержит четыре слагаемых, соответствующих фонному, плазмонному (кулоновскому), суперобменному, перенормированному трехцентровыми корреляциями, и спин-флуктуационному механизмам спаривания. Фурье-образ спин-флуктуационного взаимодействия считался пропорциональным динамической спиновой восприимчивости на нулевой частоте. Для записи фурье-образа кулоновского взаимодействия квазичастиц использовался формализм диэлектрической проницаемости [10] с учетом дискретности кристаллической решетки, как в [11].

Как для дырочного сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$, так и для электронного $\text{Pr}_{0.89}\text{LaCe}_{0.11}\text{CuO}_4$ доминирующим оказался спин-флуктуационный механизм [9, 8]. Однако, так как в энергии боголюбовских квазичастиц /см. (3)/ суммарная сверхпроводящая щель, под знаком квадратного корня, стоит в квадрате, имеет место «интерференция» различных механизмов и все они проявляют себя.

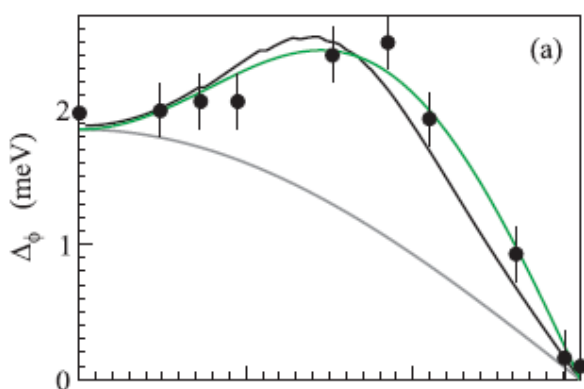


Рис. 1. Дисперсия сверхпроводящей щели вдоль фрагмента контура Ферми как функция угла от $\varphi = 0$ до $\varphi = 45^\circ$. Решетка считается квадратной. Символы с погрешностями изменений из экспериментальной работы [5] для $\text{Pr}_{0.89}\text{LaCe}_{0.11}\text{CuO}_4$. Зеленым цветом представлены результаты численного решения уравнения (3) при учете всех механизмов спаривания, указанных в тексте. Серым и черным цветом изображены графики функции $\Delta_\varphi = \Delta_0 (B \cos(2\varphi) + (1 - B) \cos(6\varphi))$, при $B = 1$ и при $B = 1.43$, соответственно. Угол $\varphi = 0$ отсчитывается от границы зоны Бриллюэна

Интересно сопоставить результаты расчета для дырочно- и электронно-допированных купратов. В работах [13–15] считается, что основным механизмом спаривания в дырочно-допированных купратах является спин-флуктуационное, а роль кулоновского и суперобменного сводится к взаимному ослаблению друг друга. В работе [9] схожая интерпретация – доминирующими в d -типе спаривания считаются спин-флуктуационный и суперобменный, а кулоновский ослабевает первые два. Определяющие же вклады в высшую гармонику связаны с спин-флуктуационным и фонным механизмами спаривания.

В электронно-допированных купратах спин-флуктуационное и суперобменное взаимодействия также, как и в дырочно-допированных купратах, способствует d -типу спаривания [8]. Кулоновское взаимодействие и трехцентровые корреляции мешают им. Высшая гармоника в дисперсии сверхпроводящей щели формируется в результате совместного действия спин-флуктуационного и кулоновского механизмов.

Работа поддержана за счет средств субсидии, выделенной Казанским (Приволжским) федеральным университетом для выполнения госзадания в сфере научной деятельности, проект 3.2166.2017/4.6.

Литература

1. J. Mesot, M.R. Norman, H. Ding, et al. // Phys. Rev. Lett. V. 83, 840 (1999).
2. S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, T.K. Kim, et al. // Phys. Rev. B V. 66, 140509 (2002).
3. Y. Kohsaka, C. Taylor, P. Wahl, et al. // Nature V. 454, 1072 (2008).
4. G. Blumberg, A. Koitzsch, A. Gozar, et al. // Phys. Rev. Lett. V. 88, 107002 (2002).
5. H. Matsui, K. Terashima, T. Sato, et al. // Phys. Rev. Lett. V. 95, 017003 (2005).
6. В.В. Вальков, Т.А. Валькова, Д.М. Дзедиса-швили, С. Г. Овчинников // Письма в ЖЭТФ, Т. 75, 450 (2002).
7. М.М. Коршунов, С.Г. Овчинников, Ф.В. Шерман // Письма в ЖЭТФ. Т. 80, 45 (2004)
8. М.В. Еремин, Д.С. Кочергин, М. А. Малахов // Письма в ЖЭТФ. Т. 108, стр. 810 (2018).
9. М.В. Еремин, М.А. Малахов // Письма в ЖЭТФ. Т. 104, стр. 13 (2016).
10. В.Л. Гинзбург, ДА. Киржниц, Проблема высокотемпературной сверхпроводимости, Наука, М. (1977).
11. F. Becca, M. Tarquini, M. Grilli, and C. Di Castro, Phys. Rev. B. Т. 54, 12443 (1996).
12. М.В. Еремин, Д.С. Кочергин, М.А. Малахов // Письма в ЖЭТФ. Т. 108, стр. 810 (2018).
13. N.M. Plakida, V.S. Oudovenko, Phys. Rev. B. V. 59, 11949 (1999).
14. N.M. Plakida, L. Anton, S. Adam, and Gh. Adam // ЖЭТФ. Т. 97, 331 (2003).
15. N.M. Plakida, Physica C: Superconductivity and its Applications. V. 531, 39 (2016).

Особенности краевых состояний в 2D сверхпроводящих системах с антиферромагнитным упорядочением при индуцировании триплетных спариваний

А.О. Злотников

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036.
zlotn@iph.krasn.ru

В данной работе описаны краевые состояния на квадратной решетке при сосуществовании сверхпроводимости d-типа симметрии и антиферромагнетизма. Продемонстрировано различие краевых состояний для разных типов границ решетки. Описана модификация краевых мод за счет индуцируемых в фазе сосуществования триплетных спариваний.

Введение

К настоящему времени экспериментально подтверждена реализация фазы сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма в тройных редкоземельных халькогенидах, органических сверхпроводниках, цериевых интерметаллидах (например, CeRhIn₅ [1]) и пниктидах железа [2]. При этом в рамках теоретических подходов известно, что при реализации неколлинеарных магнитных структур в синглетных сверхпроводниках реализуются топологические краевые состояния и майорановские моды [3–5]. В этой связи представляет большой интерес поиск условий формирования топологически защищенных состояний в фазе сосуществования сверхпроводимости и коллинеарного антиферромагнитного порядка.

В пниктидах железа топологические поверхностные состояния были исследованы в парамагнитном, антиферромагнитном и s± сверхпроводящем состояниях [6], а также при реализации фазы сосуществования сверхпроводимости и волны спиновой плотности [7]. Показано, что поверхностные состояния возникают уже в парамагнитном состоянии за счет многозонности данных материалов.

Известно [8, 9], что в фазе сосуществования сверхпроводимости и магнетизма динамически индуцируются триплетные спаривания. При наличии антиферромагнитного упорядочения реализуются [10, 11] два типа синглетных по спину куперовских спариваний, приводя к ненулевой триплетной компоненте: электроны, составляющие большинство в одной подрешетке, спариваются с «большинством» электронов из другой подрешетки, обладающих

противоположной проекцией спинового момента; 2) «меньшинство» электронов из первой подрешетки спариваются с «меньшинством» из второй подрешетки, также с противоположными проекциями спинового момента. Для реализации отмеченной картины достаточно учесть спаривательное взаимодействие между электронами из разных подрешеток.

В данной работе показана возможность реализации краевых состояний в однозонных системах при сосуществовании сверхпроводимости d-типа симметрии и дальнего антиферромагнитного порядка.

Обсуждение результатов

Минимальная модель для описания сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма определяется гамильтонианом:

$$H = \sum_{f\sigma} \xi_{\sigma} a_{f\sigma}^{\dagger} a_{f\sigma} + \sum_{g\sigma} \xi_{\sigma} b_{g\sigma}^{\dagger} b_{g\sigma} + \sum_{fg\sigma} t_{fg} (a_{f\sigma}^{\dagger} b_{g\sigma} + b_{g\sigma}^{\dagger} a_{f\sigma}) + \sum_{fg} (\Delta_{fg}^{+} a_{f\uparrow} b_{g\downarrow} + \Delta_{fg}^{-} b_{g\uparrow} a_{f\downarrow} + h.c.),$$

где $\xi_{\sigma} = -\mu - \eta_{\sigma} h$, μ – химпотенциал, h – обменное поле, параметры Δ_{fg}^{\pm} определяют интенсивность описанных выше куперовских спариваний.

В сверхпроводящей фазе без антиферромагнитного упорядочения с $d_{x^2-y^2}$ -типом симметрии параметра порядка при рассмотрении границы вдоль направления (11) реализуются краевые состояния с энергией возбуждения ниже величины сверхпроводящей щели [12]. При возникновении антиферромагнетизма данная граница показана на рисунке 1.1.

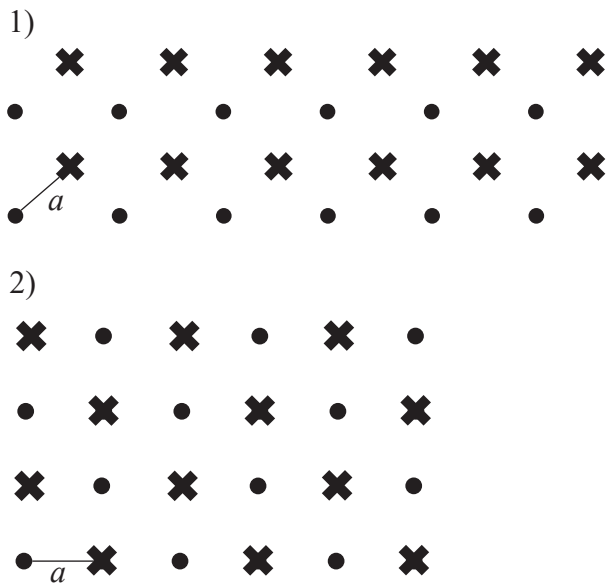


Рис. 1. Два типа границ 2D решетки при антиферромагнитном упорядочении с двумя подрешетками

На рисунке 2 рассмотрен энергетический спектр системы в случае, когда вдоль горизонтальной оси рассматриваются периодические граничные условия, а вдоль вертикальной оси решетка ограничена 100 узлами (тип границы изображен на рисунке 1.1). Выбраны параметры: $\mu = -0.5|t_1|$, $h = 0.5|t_1|$, $\Delta^+ = 0.1|t_1|$, $\Delta^- = 0.03|t_1|$. Ветви спектра, отщепленные по энергии от остальных ветвей, определяют формирование краевых состояний. При $k_x = 0, \pm\pi$ сверхпроводящая щель в объемном спектре закрывается и краевые состояния исчезают. По сравнению со сверхпроводящей фазой в фазе сосуществования снимается вырождение по энергии для ветвей, соответствующих краевым состояниям.

При рассмотрении границы вдоль направлений (10) или (01) (рисунок 1.2) краевых состояний не возникает ни в сверхпроводящей фазе, ни в фазе сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма.

В работе также обсуждаются топологические характеристики рассматриваемой системы и перенормировки, вызванные триплетными спариваниями.

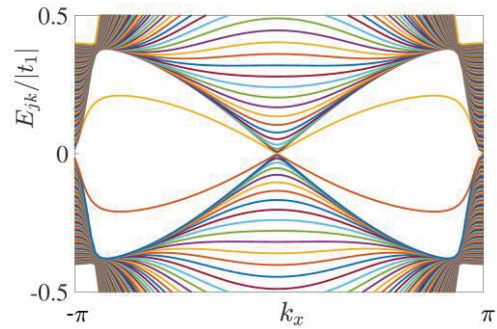


Рис. 2. Спектр возбуждений в решетке, свернутой в цилиндр, при реализации сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма

Работа выполнена в рамках гранта Президента РФ МК-3594.2018.2, а также при поддержке РФФИ (проекты № 19-02-00348-а, 18-32-00443-мол-а).

Литература

1. T. Park and J. D. Thompson, *New J. Phys.* 11, 055062 (2009).
2. P. Dai, *Rev. Mod. Phys.* 87, 855 (2015).
3. I. Martin and A. F. Morpurgo, *Phys. Rev. B* 85, 144505 (2012).
4. Y.-M. Lu and Z. Wang, *Phys. Rev. Lett.* 110, 096403 (2013).
5. V.V. Val'kov, A.O. Zlotnikov, and M. S. Shustin, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 459, 112 (2018); доклад на XXII Симпозиуме «Нанофизика и нанoeлектроника», 2018.
6. A. Lau and C. Timm, *Phys. Rev. B* 90, 024517 (2014).
7. C. Youmans, A. Ghazaryan, M. Kargarian, and P. Ghaemi, *Phys. Rev. B* 98, 144517 (2018).
8. G. C. Psaltakis and E. W. Fenton, *J. Phys. C: Solid State Phys.* 16, 3913 (1983).
9. B. Kyung, *Phys. Rev. B* 62, 9083 (2000).
10. J. Kaczmarczyk, J. Spałek, *Phys. Rev. B* 84, 125140 (2011).
11. V.V. Val'kov, A.O. Zlotnikov, *Bull. RAS. Physics* 75, 639 (2011).
12. Chia-Ren Hu, *Phys. Rev. Lett.* 72, 1526 (1994).

Массив щелевых планарных антенн на 220 и 240 ГГц с интегрированными болометрами на холодных электронах для баллонного телескопа LSPE

Л.С. Кузьмин^{1,2}, А.В. Чигинев^{1,3,*}, Д.А. Пиманов¹

¹ Нижегородский государственный технический университет им. П.Е. Алексеева, ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950.

² Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden, 41296.

³ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*chig@ipmras.ru

Проведено численное моделирование антенной системы, рассчитанной на прием сигнала на частотах 220 и 240 ГГц в полосе частот шириной порядка 5% от основной частоты. Данная антенная система разрабатывается для применения в составе баллонного телескопа LSPE, предназначенного для исследования реликтового излучения. Система представляет собой массив щелевых планарных антенн, последовательно связанных между собой копланарными линиями, и включающий в себя болометры на холодных электронах в качестве детекторов излучения. Моделирование продемонстрировало наличие двух резонансов на 220 и 240 ГГц на частотной характеристике данной системы, ширины которых на половинной мощности близка к 5% от основных частот резонансов. В работе также проводилось моделирование ячейки приемной системы для LSPE, состоящей из двух щелевых антенн, связанных копланарной линией, в разрыв которой интегрирован болометр на холодных электронах. Данная система продемонстрировала резонанс с полосой частот менее 5%. Предполагается, что данные ячейки будут объединены в массив антенн путем параллельного или последовательного соединения по постоянному току, в зависимости от того, какая система считывания в дальнейшем будет использована.

Введение

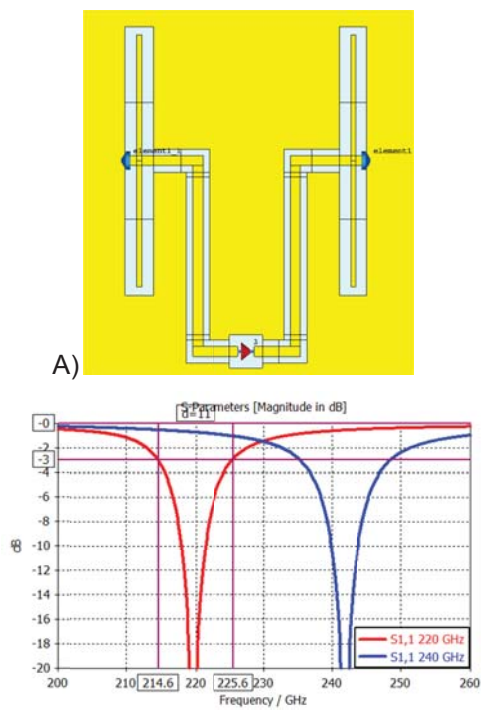
Баллонный радиотелескоп Large Space Polarization Explorer (LSPE) разрабатывается Европейским Космическим Агентством для наблюдения В-моды поляризации реликтового излучения [1]. Эти наблюдения важны для изучения явлений, имевших место в доли секунды после Большого взрыва. Основной частотный канал, на котором предполагается вести наблюдения, имеет центральную частоту 150 ГГц и ширину 20%. Основная трудность в этих измерениях заключается в том, что на их результаты оказывает существенное влияние поляризованное излучение межзвездной пыли. Для исключения этого влияния предлагается использовать два дополнительных узкополосных канала с частотами 220 и 240 ГГц и шириной полосы 5%.

В настоящей работе предложена концепция массива планарных щелевых антенн для дополнительных частотных каналов проекта LSPE на 220 и 240 ГГц. Данный массив рассчитан на использование совместно с болометрами на холодных электронах (БХЭ).

Данный болометр обладает высокой чувствительностью и уникальными шумовыми характеристиками благодаря электронному охлаждению электронной подсистемы абсорбера. В работе рассчитаны частотные характеристики элементарной ячейки массива щелевых антенн, и массива антенн, соединенных последовательно копланарными линиями.

Элементарная ячейка массива щелевых антенн

Внешний вид элементарной ячейки антенного массива показан на рис. 1а. Ячейка состоит из двух щелевых антенн, соединенных копланарной линией, в разрыве которой помещен БХЭ. Постоянное смещение, необходимое для работы БХЭ, предполагается подавать проводниками постоянного тока, расположенными под заземляющим проводником антенны. Соединение элементарных ячеек в массив будет производиться с помощью проводников постоянного тока либо параллельно – для использования совместно с системой считывания на СКВИДах, либо последовательно – для использования с системой считывания на JFET.



Б)

Рис. 1. А) внешний вид элементарной ячейки антенного массива; Б) частотные характеристики элементарной ячейки на 220 ГГц (красная) и на 240 ГГц (синяя)

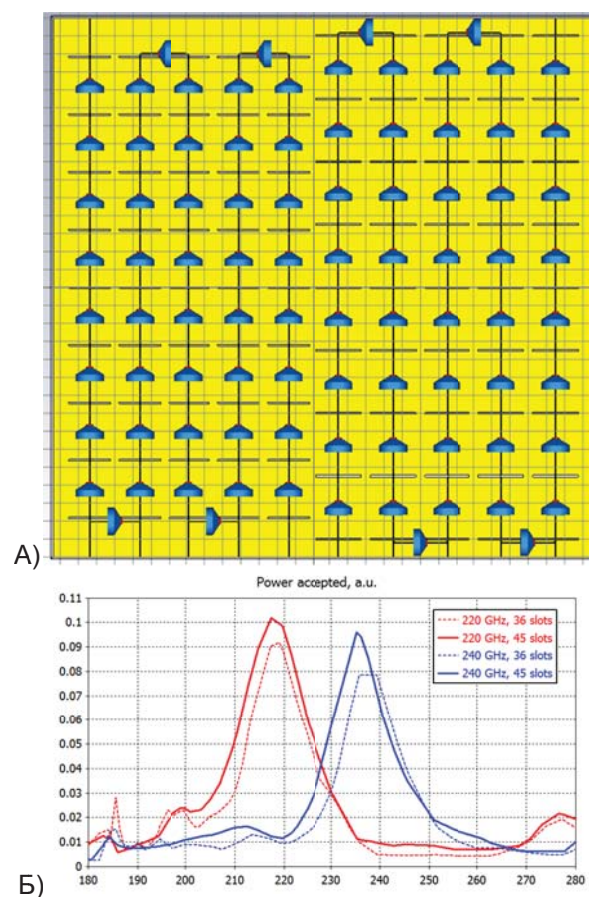
Моделирование частотных характеристик проводилось в программе CST Microwave Studio. Частотные характеристики элементарной ячейки приведены на рис. 16. Ширины резонансных кривых составляют 5% для канала 220 ГГц и 5,5% для канала 240 ГГц соответственно.

Массив щелевых антенн с последовательным соединением

В работе также сделан расчет массива щелевых антенн, соединенных между собой копланарными линиями как по СВЧ, так и по постоянному току (рис. 2).

Как и в предыдущем случае, БХЭ помещены в разрывы копланарных линий. Отличительной особенностью такого подхода является то, что отпадает необходимость в дополнительных технологических слоях, содержащих проводники постоянного тока и диэлектрик.

Это упрощает и удешевляет технологию изготовления таких структур, но ограничивает применимость данного подхода случаем токового смещения БХЭ.



Б)

Рис. 2. А) внешний вид массива щелевых антенн с последовательным соединением; Б) частотные характеристики антенного массива с БХЭ

Частотные характеристики массива щелевых планарных антенн с последовательным соединением приведены на рис. 26. Ширины резонансных кривых для массива из 45 щелевых антенн составляют 7,7% и 5,9% соответственно для каналов 220 и 240 ГГц, что лишь ненамного превышает значение в 5%, требуемое для LSPE.

Заключение

Проведенное численное моделирование показало, что использование планарных щелевых антенн совместно с БХЭ является перспективным для применения в дополнительных частотных каналах 220/240 ГГц проекта LSPE.

Работа выполнена при поддержке МОН РФ (проект № 16.2562.2017/ПЧ).

Литература

1. The LSPE collaboration 2012 *Proc. SPIE* 8446, 84467A–84467A–12.

Зарядовый разбаланс в системе связанных джозефсоновских переходов

К.В. Куликов^{*1,2}, М. Nashaat³, К. Sengupta⁴, Ю.М. Шукринов^{1,2}

¹ Государственный университет «Дубна», Дубна, 141980

² ЛТФ, ОИЯИ, Дубна, 141980

³ Department of Physics, Cairo University, Cairo, Egypt

⁴ Theoretical Physics Department, Indian Association for the Cultivation of Science, Jadavpur, Kolkata 700 032, India

*kulikov@theor.jinr.ru

Приведены результаты теоретических исследований неравновесных явлений в системе связанных джозефсоновских переходов, создаваемые инжекцией тока при наличии внешнего периодического воздействия. Показано, что зарядовый разбаланс может приводить к наклону ступенек Шапиро и появлению скачков напряжения на границе ступенек. По скачкам напряжения можно определить величину области на вольт-амперной характеристике, в которой протекает ненулевой средний сверхпроводящий ток.

Введение

Фазовая динамика систем связанных джозефсоновских переходов привлекает большой интерес из-за богатой и интересной физики с одной стороны, и широких перспектив ее применения, с другой [1,2,3]. В частности, неравновесные эффекты, создаваемые с помощью стационарной инжекции тока, изучались интенсивно в последние годы [1-5]. Разбаланс заряда в теории возмущений рассматривается в рамках флуктуаций скалярного потенциала [1, 2]. Экспериментальное доказательство существования неравновесных явлений во внутренних джозефсоновских переходах (ДП) приведено в работе [5], и было объяснено разбалансом заряда в сверхпроводящих слоях, который возникает в результате инжекции квазичастичного тока.

Модель и методы

Нами использовалась модель, описывающая динамику системы связанных ДП с учетом разбаланса ветвей спектра элементарных возбуждений квазичастиц, возникающего вследствие малой толщины сверхпроводящих слоев [6]. В настоящей модели разбаланс заряда учитывается как в уравнении для тока через систему, так и в обобщенном соотношении джозефсона. В безразмерном виде система уравнений, описывающая стек связанных ДП с учетом зарядового разбаланса имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{v}_l = [I - \sin\phi_l - \beta\phi_l + A\sin\omega\tau + I_{noise} + \psi_l - \psi_{l-1}] \\ \dot{\phi}_1 = v_1 - \alpha(v_2 - (1 + \gamma)v_1) + \frac{\psi_1 - \psi_0}{\beta} \\ \dot{\phi}_l = (1 + 2\alpha)v_l - \alpha(v_{l-1} + v_{l+1}) + \frac{\psi_l - \psi_{l-1}}{\beta} \\ \dot{\phi}_N = v_N - \alpha(v_{N-1} - (1 + \gamma)v_N) + \frac{\psi_N - \psi_{N-1}}{\beta} \\ \zeta\dot{\psi}_0 = \eta_0(I + A\sin\omega\tau - \beta\phi_{0,1} + \psi_1 - \psi_0) - \psi_0 \\ \zeta\dot{\psi}_l = \eta_l(\beta[\dot{\phi}_{l-1,l} - \dot{\phi}_{l,l+1}] + \psi_{l+1} + \psi_{l-1} - 2\psi_l) - \psi_l \\ \zeta\dot{\psi}_N = \eta_N(-I - A\sin\omega\tau + \beta\phi_{N-1,N} + \psi_{N-1} - \psi_N) - \psi_N \end{array} \right.$$

где α - параметр связи, v_l - напряжение на l -ом переходе, ψ_l - потенциал разбаланса заряда, ϕ_l - разность фаз сверхпроводника, $I = J/J_c$ - плотность тока, точка указывает производную по $\tau = \omega_P t$, $\omega_P = \sqrt{2eJ_c/\hbar C}$ - плазменная частота, $\beta = \sqrt{\hbar\omega_P/2eRI_c}$ - параметр диссипации, $\zeta = \omega_P\tau_{qp}$ - нормированное время релаксации квазичастиц, $\eta_l = 4\pi r_D^2\tau_{qp}/d_s^l R$ - параметр неравновесности, r_D - дебаевская длина экранирования и d_s^l - толщина l -го сверхпроводящего слоя. Параметр неперидических граничных условий $\gamma = d_s/d_s^{N,0}$.

Член $A\sin\omega\tau$ описывает влияние внешнего электромагнитного излучения с амплитудой A и частотой ω , которые нормированы на J_c и ω_P , соответственно. В расчете нами был добавлен шум I_{noise} в ток смещения с амплитудой 10^{-8} , который вырабатывается генератором случайных чисел и его амплитуда нормирована на критическую плотность тока J_c . Эта система уравнений решается численно с использованием метода Рунге-Кутты четвертого порядка.

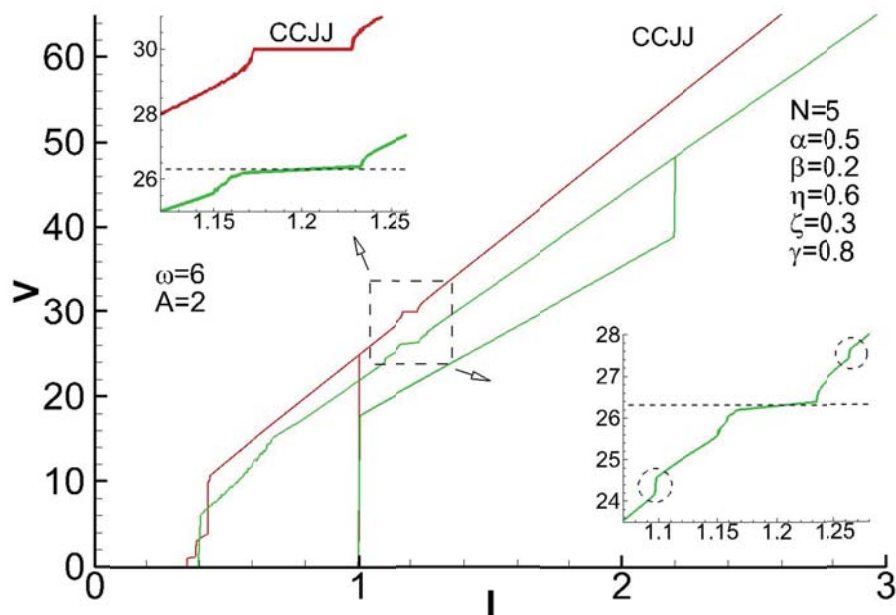


Рис. 1. ВАХ системы 5 ДП при $\beta = 0.2, \alpha = 0.5, \gamma = 0.8, \eta = 0.6, \zeta = 0.3$ под действием внешнего электромагнитного излучения с частотой $\omega = 6$ и амплитудой $A = 2$. Пунктирная кривая ВАХ системы ДП, в рамках модели CCJJ + DC. Сплошная кривая ВАХ системы связанных ДП с учетом разбаланса заряда. Верхняя вставка увеличение ступеньки Шапиро. На нижней вставке отмечены скачки напряжения до и после ступеньки Шапиро

Основные результаты

Предполагается, что за счет эффекта близости толщина первого и последнего S-слоев в стеке больше толщины средних. Поэтому параметр неравновесности η зависит от параметра, определяющего граничные условия γ , $\eta_{0,N} = \eta\gamma$. Расчеты были проведены для системы пяти связанных ДП с малым параметром диссипации $\beta = 0.2$.

На рис. 1 приведены результаты расчета ВАХ. Красная кривая рассчитана для системы ДП в рамках модели CCJJ + DC при воздействии внешнего электромагнитного излучения с частотой $\omega = 6$ и амплитудой $A = 2$. Зеленая кривая - ВАХ системы связанных ДП с учетом разбаланса заряда при параметрах указанных на рис. 1.

На верхней вставке увеличены ступеньки Шапиро на вольт-амперной характеристике. Отметим, что ступенька Шапиро демонстрирует наклон, возникающий под воздействием неравновесных условий [6]. На нижней вставке показано, возникновение скачков напряжения на ВАХ до и после ступеньки Шапиро. Эти скачки отмечены пунктирными кружками на вставке.

В заключении отметим, что появление скачков напряжения связано с возникновением ненулевого потенциала разбаланса ψ на сверхпроводящих слоях, вызванного протеканием среднего сверхпроводящего тока в системе в области ступеньки Шапиро. Таким образом, наблюдаемые скачки отмечают область, в которой возникает и исчезает сверхпроводящий ток в системе. Более подробно результаты будут представлены в отдельной работе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00950 мол_а и № 18-52-45011.

Литература

1. S. Artemenko and A. Kobelkov // PRL **78**, 3551 (1996).
2. C. Preis, C. Helm, J. Keller, A. Sergeev and R. Kleiner // Proc. SPIE, **3480**, 236 (1998).
3. C. Helm, L.N. Bulaevskii, E.M. Chudnovsky and Maley M.P. // PRL **89**, 057003 (2002)
4. Yu.M. Shukrinov and M.A. Gaafar // PRB **84**, 094514 (2011)
5. D.A. Ryndyk // PRL **80**, 3376 (1998)
6. Yu.M. Shukrinov, M. Nashaat, K.V. Kulikov, R. Dawood, H.El.Samman and Th.M.El Sherbini // EPL **115**, 20003 (2016).

$\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ – нематическая сверхпроводимость, кристаллы, пленки

А.Ю. Кунцевич^{1,2,*}, М.А. Брызгалов¹, Ю.Г. Селиванов¹,
С.А. Волощенко¹, В.А. Прудкогляд^{1,2}, В.П. Мартовицкий¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

² Национальный исследовательский университет Высшая Школа Экономики, факультет физики, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000.

*alexkun@lebedev.ru

В работе сообщается об исследованиях кристаллов и пленок допированного стронцием топологического изолятора Bi_2Se_3 . Кристаллы демонстрируют сверхпроводимость, которая является топологической, как следует из наших исследований. Сверхпроводящие пленки создать не удалось, так как стронций в них занимает положение отличное от положения в кристаллах.

Введение

Наблюдение нематичности (спонтанного возникновения оси симметрии 2 порядка) у сверхпроводящих свойств допированных слоистых топологических изоляторов $\text{A}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ (где $\text{A}=\text{Cu}, \text{Sr}, \text{Nb}$)[1,2] указывает на её необычный и, возможно, топологический характер. Сверхпроводимость при малой концентрации объемных носителей $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$) [3] во-первых интересна сама по себе, и во-вторых указывает на перспективность приборного применения (возможность полностью включать/выключать сверхпроводимость в тонких $\sim 10 \text{ nm}$ пленках при помощи затворного напряжения).

Результаты (кристаллы)

Недавно нами было показано, что нематичность сверхпроводящих свойств коррелирует с малыми структурными искажениями решетки и нематичностью магнитосопротивления в нормальном состоянии [4], см рис.1. Это поставило вопрос о структурной, а не топологической природе нематичности.

Доводом в пользу топологического характера сверхпроводимости, являлась зависимость ориентации нематичности от типа деформации решетки (того сжата или растягнута она в определенных направлениях). При этом, остаются неотвеченными вопросы о расположении атомов стронция и природе структурной нематичности в данной системе. По всей видимости, атомы стронция находятся, в основном, в Ван-дер-Ваальсовой щели и их положения крайне трудно определить даже современными методиками.

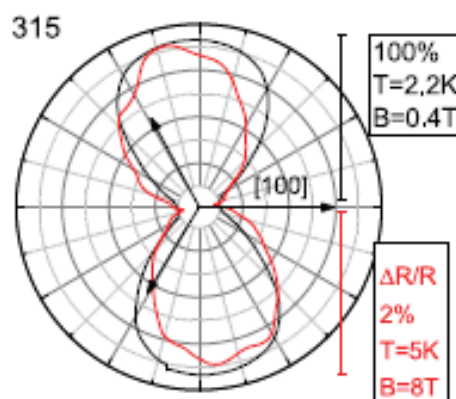


Рис. 1. Пример угловой зависимости магнитосопротивления (поле вращается в базальной плоскости кристалла) для одного образца в резистивном (черная кривая) и нормальном (красная кривая) состояниях

Результаты (пленки)

Данный факт мотивировал нас заняться эпитаксиальным ростом тонких пленок Bi_2Se_3 , допированного Sr [5]. С использованием отработанного для чистого Bi_2Se_3 маршрута[6] была выращена серия пленок на подложке (111) BaF_2 , толщиной 20-50 нм, закрытых слоем Se . Сверхпроводимости в пленках пронаблюдать не удалось. Детальные структурные, морфологические и транспортные исследования выявили существенные различия между пленками и кристаллами соответствующего состава. В частности, параметр решетки с ростом концентрации стронция в пленках увеличивается на порядок быстрее, чем в монокристаллах, см. рис. 2. Это означает, что стронций в пленках и кристаллах занимает разные позиции, по-видимому в связи с разными условиями роста.

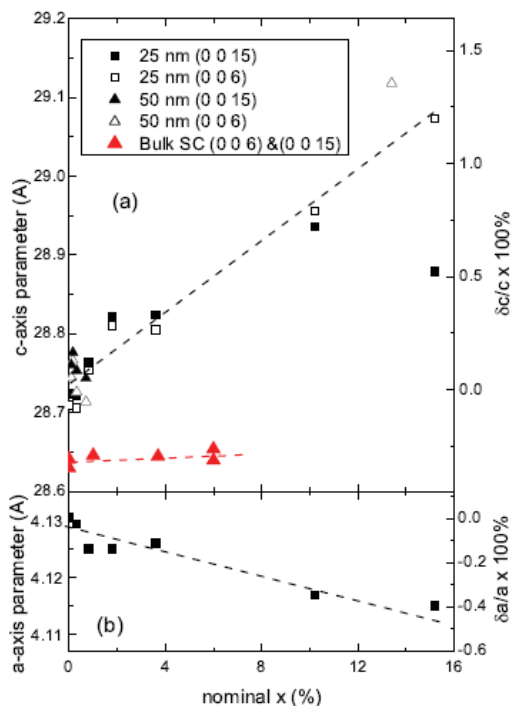


Рис. 2. Зависимости параметра c решетки (панель а) и параметра a решетки (панель б) от концентрации стронция для пленок (черные символы) и кристаллов (красные символы). Пунктир — линейная интерполяция. Видно, что в пленках зависимость на порядок сильнее, что указывает на то, что Sr занимает разное положение. Также видно, что относительное изменение объема элементарной ячейки (пропорционального a^2c в пленках практически равно нулю)

По видимому, в пленках стронций замещает висмут и размещается внутри квинт-слоев в междоузлиях. Таким образом, наши исследования показывают сильную взаимосвязь между топологической сверхпроводимостью и структурой $Sr_xBi_2Se_3$.

Работа поддержана грантом РФФ 17-12-01544.

Литература

1. K. Matano, M. Kriener, K. Segawa et al. // Nature Physics V.12 ,852-854 (2016).
2. S. Yonezawa, K. Tajiri, S. Nakata et al. // Nature Physics V. 13, 123 (2017).
3. Z. Liu, X. Yao, J. Shao et al. // Journal of American Chemical Society V. 137, 10512-10515 (2015).
4. A.Yu. Kuntsevich, M.A. Bryzgalov, V.A. Prudkoglyad et al. //New Journal of Physics V.20, 103022 (2018).
5. S.O. Volosheniuk, Yu.G. Selivanov, M.A. Bryzgalov et al. // arXiv:1811.04442
6. A.Y. Kuntsevich, A.A. Gabdullin, V.A. Prudkoglyad et al. // Physical Review B V. 94, 235401 (2016).

Когерентное излучение больших массивов джозефсоновских контактов

В.В. Курин, Н.К. Вдовичева, И.А. Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*kurin@ipmras.ru

Сверхпроводниковые генераторы, основанные на большом количестве джозефсоновских контактов встроенных в открытую волноведущую систему с бегущей волной, изучались теоретически и с помощью численного моделирования. Показано, что такие активные джозефсоновские антенны являются генераторами, эффективно излучающими в открытое пространство с мощностью, увеличивающейся с ростом размера системы. Динамика и диаграммы направленности излучения, их зависимость от тока смещения и геометрии системы были изучены.

Введение

Недавно нами был предложен способ получения когерентного электромагнитного излучения от джозефсоновских систем с размерами, существенно превышающими длину волны излучения, содержащих большое число контактов, основанный на идее использования бегущей вдоль структуры волны [1]. Так как при взаимодействии с бегущей волной все джозефсоновские контакты будут находиться в близких электродинамических условиях, интенсивность излучения будет расти с ростом размеров системы и увеличения числа контактов. Предложенные конструкции были названы нами активными джозефсоновскими антеннами бегущей волны, по аналогии с антеннами бегущих волн, широко используемых в технике радиосвязи [2]. Антенны с низкотемпературными контактами, могут работать до частот порядка 1 ТГц, а ВТСП антенны-до 10-15 ТГц. Недавние эксперименты [3], проведенные с низкотемпературными структурами, содержащие порядка 10^4 контактов убедительно доказали реализуемость режимов бегущей волны на частотах $\sim 200\text{GHz}$ с интенсивностью излучения порядка нескольких микроватт. Для исследования динамики таких джозефсоновских антенн была разработана программа прямого численного моделирования.

Моды и диаграммы направленности

В докладе мы обсуждаем связь распределения токов в активных джозефсоновских антеннах и диаграмм направленности излучения на двух простых примерах проволочных антенн, показанных на рис. 1. Их можно представлять выполненными на подложке с $\epsilon = 1$ или свободно висящими в

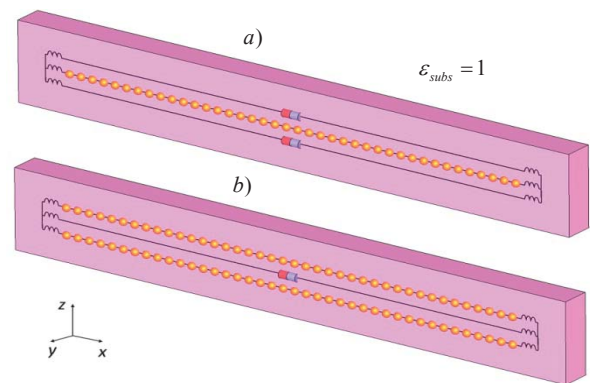


Рис. 1. Одиная а) и двойная б) свободно висящие джозефсоновские проволочные антенны. Каждый активный отрезок содержит 40 джозефсоновских контактов. Цепи питания и поперечные провода заблокированы индуктивностями от проникновения переменного тока, так, что излучающими можно считать только продольные, вдоль оси x провода

пространстве. Собственные моды таких систем особенно просты, что облегчает анализ. Для всех рассматриваемых джозефсоновских антенн характерной является квазирезонансная зависимость интегральной излучаемой мощности. В качестве примера эта зависимость приведена на рис. 2 для однопроводной антенны, аналогичной изображенной на рис. 1(а). При переключении продольного индекса моды на больший, интенсивность излучения возрастает скачком, меняясь на порядок. Диаграмма направленности остается приблизительно симметричной в плоскости y,z , меняется только число продольных лепестков. Для изучения распределения токов по разным проводам вычислялись амплитуды временных гармоник тока через джозефсоновские контакты $I_n(\omega)$ на частоте, соответствующей максимуму излучаемой мощности.

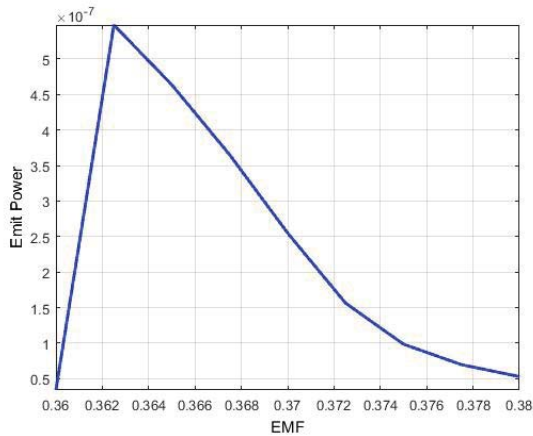


Рис. 2. График зависимости интегральной интенсивности излучения от ЭДС накачки в окрестности переключения с моды $n=5$ на моду $n=6$.

Также вычислялись токи в боковых проводах, в точках с теми же координатами x_j , где в центральном проводе располагались джозефсоновские контакты. Затем, с помощью дискретного Фурье преобразования вычислялись пространственные спектры токов. В качестве эталонной модели рассматривалась модель, изображенная на рис. 1 а). По значениям комплексных амплитуд токов в проводах A_{\pm}, B_{\pm} , центральном и боковых, можно восстановить модовый состав тока, представив его в виде суперпозиции антенной моды $\psi_A = (1, 1, 1)^T$ и симметричной моды линии $\psi_{LS} = (1, -2, 1)^T$,

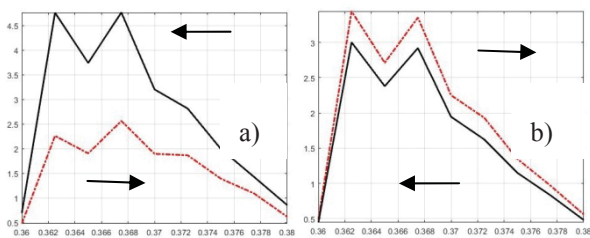


Рис. 3. Амплитуды антенных мод и мод линии, бегущие в разные стороны, показаны стрелками и цветом

На рис. 3(а) приведены амплитуды антенных мод, бегущих вправо и влево,

на рис. 3(б) приведены аналогичные зависимости для моды линии. Антенная мода определяет симметричную часть поперечной зависимости диаграммы направленности в плоскости z, y , а мода линии определяет дипольные искажения в этой плоскости. Модовая структура тока в проводах определяет диаграмму направленности. В качестве примера на рис. 4 приведена диаграмма направленности, сосчитанная с помощью NearToFarField

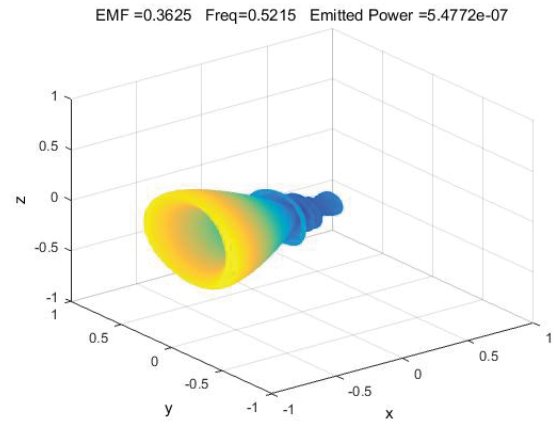


Рис. 4. Диаграмма направленности однопроводной антенны джозефсоновской антенны, изображенной на рис. 1 а)

преобразования, подтверждающая правильность модового анализа и аналитических расчетов. Динамика двойной антенны, показанной на рис. 1 б) также характеризуется квазирезонансной зависимостью интенсивности излучения от ЭДС накачки, но в отличие от однопроводной линии, на скачке меняется не только продольный индекс возбуждаемой моды, но и может меняться распределение тока по боковым проводам. Это перераспределение будет менять диаграмму направленности в плоскости y, z . Она из приблизительно изотропной может превратиться в дипольную, так что основное излучение будет идти в тангенциальной плоскости антенны. Для трехпроводной линии с двумя активными проводами распределение токов представляется в виде суперпозиции трех мод, антенной моды $\psi_A = (1, 1, 1)^T$, симметричной моды линии $\psi_{LS} = (1, -2, 1)^T$, и антисимметричной моды линии $\psi_{LA} = (1, 0, -1)^T$. С таким разнообразием мод и связано богатство возможных динамических режимов. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 18-02-00912.

Литература

1. V.V. Kurin, N.K. Vdovicheva and I.A. Shereshevskii // Radiophysics and Quantum Electronics, Vol. 59, No. 11, p. 922-936, April, 2017.
2. C.A. Balanis. Antenna Theory: Analysis and Design, Wiley-Interscience, 2005.
3. M.A. Galin, E.A. Borodianskiy, V.V. Kurin, I.A. Shereshevskiy, N.K. Vdovicheva, V.M. Krasnov, A.M. Klushin // Phys. Rev. Applied **9**, 054032 (2018).

Эффекты близости и Джозефсона в бислоях из нитрида ниобия и алюминия

М.Ю. Левичев¹, А.И. Елькина¹, Н.Н. Бухаров², Ю.В. Петров³, А.Ю. Аладышкин¹,
Д.Ю. Водолазов¹, А.М. Клушин^{1,*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² ННПО им. М.В. Фрунзе, пр. Гагарина, д.174, Нижний Новгород, 603950.

³ Санкт-Петербургский Государственный Университет, Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034.

*a_klushin@ipmras.ru

Исследованы сильно разупорядоченные тонкие пленки из нитрида ниобия и особенности проявления эффекта близости в бислоях NbN (S) – алюминий (N) с большим соотношением их удельных сопротивлений $\rho_{\text{NbN}} / \rho_{\text{Al}} \gg 1$. Показано, что экранирование и критический ток I_c таких SN структур значительно возрастают по сравнению с S слоем. Наблюдаемый эффект связан с возникновением наведенной сверхпроводимости в N слое за счет эффекта близости. Продемонстрирован эффект Джозефсона в мостиках переменной толщины NbN/Al – NbN – NbN/Al, изготовленных из таких SN бислоев.

Введение

В недавней работе [1] теоретически и экспериментально изучался эффект близости в бислоях из нормального металла N с малым удельным сопротивлением ρ_N , осажденного на поверхность сверхпроводника S с большим удельным сопротивлением ρ_S в нормальном состоянии. Было показано существенное увеличение критического тока I_c и диамагнитного отклика M в SN бислое из материалов с $\rho_S / \rho_N \gg 1$ по сравнению со свойствами одиночного сверхпроводника S. В докладе обсуждаются свойства таких структур из тонких пленок нитрида ниобия и алюминия, а также представлены первые результаты по исследованию планарных мостиков переменной толщины (МПТ), в которых перемычка длиной $L \approx 10$ нм изготавливалась из сверхпроводника NbN, а берега из бислоя NbN/Al.

Эффект близости в бислоях NbN/Al

Бислои NbN/Al изготавливались в высоковакуумной установке с остаточным давлением менее 10^{-7} мбар на сапфировых подложках размером 10×10 мм², находящихся при комнатной температуре. Напыление NbN и Al проходило в одном вакуумном цикле. Тонкие пленки NbN формировались путем магнетронного распыления на постоянном токе ниобиевой мишени в смеси газов Ar (99.999%) и N₂ (99.999%) при давлении 7×10^{-3} мбар. Скорость осаждения слоев NbN была равна 1.3 нм/с.

Пленки Al напылялись методом магнетронного распыления на переменном токе в атмосфере Ar при давлении 2×10^{-2} мбар. Скорость осаждения слоев Al изменялась в диапазоне от 1 до 3 нм/с. В дальнейшем будут представлены результаты исследования образца RDE#58 с толщинами пленок NbN и Al равными примерно 15 нм.

Для определения критической температуры и диамагнитного отклика SN слоев мы размещали образец между двумя катушками и измеряли взаимную индуктивность M между ними в зависимости от температуры в интервале от 300 К до 4.2 К [2]. В нашем случае можно считать, что $M \sim \lambda^{-1}$ при $T < T_c$, т.к. толщина бислоя была меньше лондонской глубины проникновения λ [2].

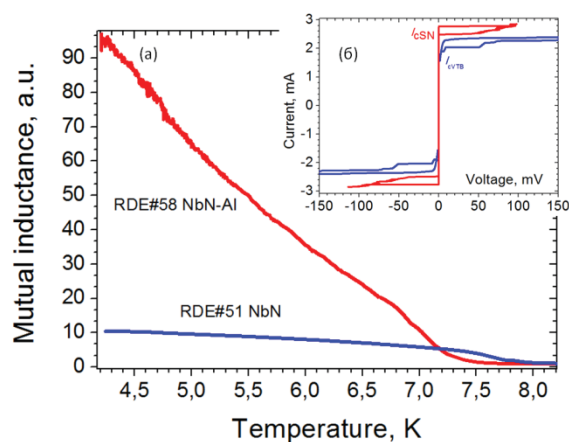


Рис. 1. (а) Температурная зависимость $M \sim \lambda^{-1}$ бислоя NbN/Al (образец RDE#58) и тонкой пленки NbN (образец RDE#51). (б) Вольтамперные характеристики мостика переменной толщины и SN мостика при 4.2 К

На рис. 1а приведены зависимости $M(T)$, демонстрирующие значительное увеличение эффекта экранирования в бислое NbN/Al по сравнению с тонкой пленкой NbN, что свидетельствует о сильном эффекте близости.

Эффект Джозефсона в бислоях NbN/Al

Для наблюдения эффекта Джозефсона мы сформировали сначала SN мостики из бислоя шириной w от 3 мкм до 50 мкм. Мостики изготавливались методом ионного травления Al и NbN ионами Ag^+ в установке Plasmalab 80 plus (Oxford Instruments), оснащенной источниками емкостной (HF) и индуктивной (ICP) плазмы. Затем в этих мостиках были изготовлены поперечные "канавки" шириной от 10 до 30 нм, в которых был полностью или частично удален верхний слой Al (см. рис. 2а). Таким образом были изготовлены мостики переменной толщины типа NbN/Al - NbN - NbN/Al. В отдельных SN мостиках верхний слой не удалялся и эти структуры использовались как контрольные. Локальное удаление верхнего слоя алюминия проводилось путем распыления сфокусированным пучком ионов гелия He^+ . Распыление выполнялось с помощью гелиевого ионного микроскопа Carl Zeiss Orion, оборудованного литографической системой Nanomaker, при энергии ионов 35 кэВ и токе пучка около 3 пА. Облучаемая структура представляла собой прямоугольную полосу ориентированную перпендикулярно предварительно сформированному SN мостику. Облучение производилось растровым заполнением структуры с шагом между точками 1 нм. Контроль получаемых структур осуществлялся с помощью сканирующей ионной микроскопии в режиме регистрации вторичных электронов с использованием детектора Эверхарта-Торнли. Были изготовлены МПТ с различной длиной L от 10 нм до 30 нм.

На рис. 1б приведены ВАХ двух мостиков шириной $w = 20$ мкм. МПТ с номинальной длиной $L = 10$ нм имел при температуре 4.2 К критический ток $I_{cVTB} = 1.6$ мА, в то время как сплошной SN мостик имел $I_{cSN} = 2.8$ мА. Возрастание I_c связано с эффектом близости и подробно обсуждалось в [1].

Для доказательства существования эффекта Джозефсона мостики облучались СВЧ сигналом с частотой 11-12 ГГц. При температуре 4.2 К мА нам не

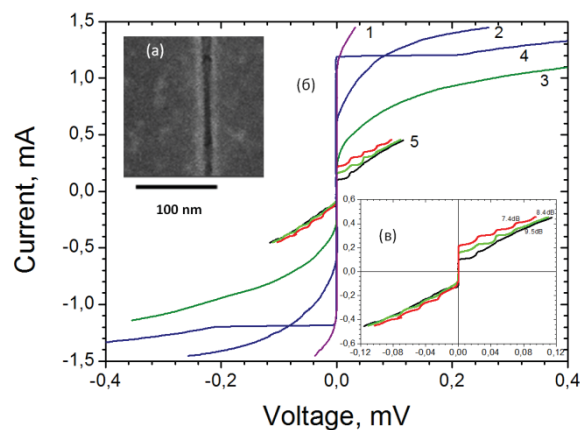


Рис. 2. (а) Фотография части МПТ с вытравленной "канавкой". (б) Вольтамперные характеристики сплошного SN мостика в автономной режиме (1) и под действием СВЧ сигнала с относительной мощностью 4 дБ (2) и 6 дБ (3). ВАХ 4 соответствует МПТ в автономной режиме. Под действием СВЧ сигнала на ВАХ МПТ возникают ступени Шапиро (5). На вставке (в) проведено семейство ВАХ (5) в увеличенном масштабе

удалось наблюдать ступени Шапиро и соответственно эффект Джозефсона в исследованных образцах. Однако при незначительном повышении температуры были зафиксированы ступени тока, показанные на рис. 2. При облучении сплошных SN мостиков ступени не наблюдались при всех температурах. Было зафиксировано только изменение ВАХ в результате нагрева мостиков под действием СВЧ (рис. 2, кривые 1-3). При облучении МПТ ступени тока проявлялись при приложении небольшой мощности СВЧ. Их амплитуда осциллировала с изменением мощности (рис. 2б, 2в), что является прямым доказательством существования эффекта Джозефсона в указанных структурах.

Авторы благодарят за частичную поддержку грант РФФ № 15-12-10020 (АЮА, ДЮВ, АМК,) и грант РФФИ № 18-02-00912 (МЮЛ, АИЕ, ННБ). Результаты получены с использованием оборудования Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» Научного парка СПбГУ.

Литература

1. D.Yu. Vodolazov, A.Yu. Aladyshkin, E.E. Pestov et al. // Supercond. Sci. Technol. V. 31, 115004 (2018).
2. J.H. Claassen, J.M. Byers, S. Adrian // J. Appl. Phys. V. 82, 3028 (1997).

Динамика и вольт-амперные характеристики Фи-0 перехода

А. Мазаник^{1,2,*}, Ю.М. Шукринов^{1,3}, И.Р. Рахмонов^{1,4}, А.Е. Botha⁵, К. Sengupta⁶

¹ ЛТФ, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Российская Федерация.

² Московский Физико-технический институт, Долгопрудный, 141701, Российская Федерация.

³ Государственный университет Дубна, Дубна, 141980, Российская Федерация.

⁴ Физико-Технический институт им. С.У. Умарова, АН РТ, Душанбе, 734063, Таджикистан.

⁵ Department of Physics, University of South Africa - Private Bag X6, Florida 1710, South Africa.

⁶ Indian Association for the Cultivation of Science, Kolkata, 700 032, India.

*mazanandrey@gmail.com

Нами исследованы физические явления в Фи-0 переходе, возникающем при наличии спин-орбитального взаимодействия, обеспечивающего механизм прямой связи между магнитным моментом и джозефсоновским током, что дает возможность управлять магнитными свойствами посредством джозефсоновского тока, а также влиять на джозефсоновский ток магнитным моментом. Исследования динамики Фи-0 перехода приводят к особенностям, напоминающим маятник Капицы. Изменения отношения джозефсоновской энергии и энергии магнитной системы, а также параметра спин-орбитальной связи приводят к различным областям динамической стабильности для намагниченности. Рассчитаны численно и аналитически участки вольт-амперных характеристик Фи-0 перехода при малых значениях отношения джозефсоновской энергии к магнитной и при больших частотах в режиме «маятника Капицы». Получено хорошее согласие аналитических и численных результатов.

Введение

В SFS структурах спин-орбитальное взаимодействие в ферромагнетике без симметрии инверсии, обеспечивает механизм прямой связи между магнитным моментом и сверхпроводящим током [1]. Такие джозефсоновские переходы называются Фи-0 переходами. Ток-фазовое соотношение в Фи-0 переходе содержит сдвиг фазы, который пропорционален магнитному моменту, перпендикулярному к градиенту асимметричного спин-орбитального потенциала [1,2]. Возможность контроля магнитных свойств посредством сверхпроводящего тока, а также влияние магнитной динамики на джозефсоновский ток привлекает большое внимание [1-6]. Динамика Фи-0 перехода демонстрирует особенности, напоминающие маятник Капицы [3].

В настоящей работе исследуется динамика Фи-0 перехода при больших и малых значениях отношения джозефсоновской энергии к магнитной и при больших и малых джозефсоновских частотах. Также исследуются вольт-амперные характеристики Фи-0 перехода.

Динамика магнитной системы в Фи-0 переходе описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [5], которое в компонентах имеет следующий вид

$$\begin{aligned} \dot{m}_x &= \frac{1}{1+\alpha^2} \{-m_y m_z + Gr m_z \sin(\varphi - r m_y) - \alpha [m_x m_z^2 + Gr m_x m_y \sin(\varphi - r m_y)]\} \\ \dot{m}_y &= \frac{1}{1+\alpha^2} \{m_x m_z - \alpha [m_y m_z^2 - Gr (m_z^2 + m_x^2) \sin(\varphi - r m_y)]\} \\ \dot{m}_z &= \frac{1}{1+\alpha^2} \{-Gr m_x \sin(\varphi - r m_y) - \alpha [Gr m_y m_z \sin(\varphi - r m_y) - m_z ((m_x^2 + m_y^2))]\} \end{aligned} \quad (1)$$

где m_x , m_y и m_z – компоненты магнитного момента, φ – джозефсоновская разность фаз, α – параметр диссипации магнитной системы, G – отношение амплитуды джозефсоновской энергии к энергии магнитной анизотропии, r – параметр спин-орбитального взаимодействия. Отметим, что при исследовании динамики Фи-0 перехода при фиксированной джозефсоновской частоте можно полагать $\varphi = \omega t$, что соответствует случаю заданного напряжения, где ω – джозефсоновская частота. При расчете вольт-амперной характеристики соответствующей случаю заданного тока I необходимо написать дополнительные уравнения для разности фаз и напряжения в виде

$$\begin{cases} \frac{dV}{dt} = \frac{1}{\beta_c} [I - V - \sin(\varphi - r m_y)] \\ \frac{d\varphi}{dt} = V \end{cases} \quad (2)$$

где β_c – параметр МакКамбера, V – напряжение в джозефсоновском переходе. Уравнения (1) и (2) решались численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка.

Основные результаты

Уравнения (1) с заданным напряжением решались аналитически по методу Капицы для систем с быстро осциллирующей силой. Получено, что в нашей системе возникают два динамически стабильных положения равновесия [3], возле которых можно вычислить постоянную часть сверхпроводящего тока за счет быстрых колебаний:

$$\frac{\bar{I}}{I_c} = \frac{\sqrt{\omega^2(1+\alpha^2)^2 + (Gr)^4 r^2 \alpha^2 - \omega(1+\alpha^2)}}{(Gr)^3 r \alpha}, \quad (3)$$

Чтобы найти упомянутую постоянную часть (3) на вольт-амперной характеристике, мы вычисляли разность вольтамперных характеристик $I_{SFS}(V) - I_{SIS}(V)$ для Фи-0 контакта с некоторым G и для SIS контакта. Эта разность сравнивается с функцией (3) на рис. 1, где мы видим, что формула (3) верно описывает поведение этой разности.

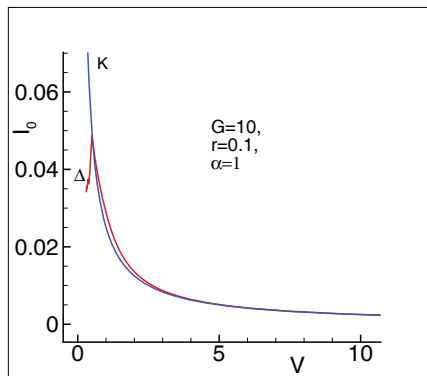


Рис. 1. Зависимость разности $I_{SFS}(V) - I_{SIS}(V)$ (Δ - линия) от напряжения на контакте. К-линия представляет собой функцию (3)

Для вычисления вольт-амперных характеристик при больших $G \gg 1$ и не очень больших частотах представляет интерес динамика магнитного момента в данной области параметров. Оказывается, что так как $\sin(\omega t)$ в правой части (1) проходит через ноль, теория возмущений по параметру $1/Gr$ работает только на временах $\leq 2\pi/\omega$, когда члены с $Gr \sin(\varphi - r m_y)$ являются доминирующими. Это можно видеть на рисунке 2, где представлено сравнение временных зависимостей $m_z(t)$, полученных численным решением (1) и аналитически из теории возмущений по параметру $1/Gr$.

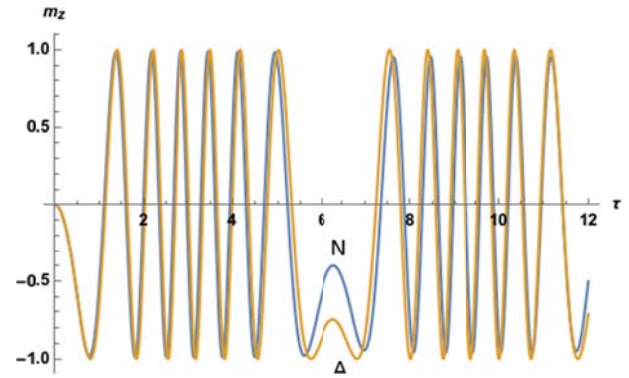


Рис. 2. Временные зависимости $m_z(t)$, полученные численно (N - кривая) и аналитически (A - кривая) при значении параметров модели $G = 100$, $r = 0.1$, $\alpha = 0$, $\omega = 0.5$

$$\begin{cases} m_x(t) = \pm \sqrt{1 - m_{y0}^2} \cos \left[\frac{Gr}{\omega} (1 - \cos \omega t) \right] \\ m_z(t) = \pm \sqrt{1 - m_{y0}^2} \sin \left[\frac{Gr}{\omega} (1 - \cos \omega t) \right] \end{cases}, \quad (4)$$

Для вычисления $I_0(V)$ в случае $G \gg 1$ необходимо обобщить (4) на случай произвольных времен и ненулевой диссипации $\alpha \neq 0$. Это обобщение будет рассмотрено отдельно.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов №18-02-00318, 18-52-45011. Численные расчеты выполнены при поддержке гранта РНФ 18-71-10095.

Литература

1. A. Buzdin // Phys. Rev. Lett., V. 101, 107005 (2008).
2. F. Konschelle, A. Buzdin // Phys. Rev. Lett., V.102 017001 (2009).
3. Yu. M. Shukrinov, A. Mazanik, I.R. Rahmonov, A.E. Botha and A. Buzdin // EPL, V. 122 37001 (2018).
4. F.S. Bergeret, A.F. Volkov and K.B. Efetov // Rev. Mod. Phys. 77, 1321 (2005).
5. A.A. Golubov, M.Y. Kupriyanov and E. Il'ichev, // Rev. Mod. Phys. 76, 411 (2004).
6. Yu.M. Shukrinov, I.R. Rahmonov K. Sengupta and A. Buzdin // Appl. Phys. Lett. V. 110, 182407 (2017).

Исследование высокопроводящей области и сверхпроводимости на границе сегнетоэлектрика и антиферромагнетика

Р.Ф. Мамин^{1,*}

¹Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН, Сибирский тракт 10/7, Казань, 420029.

²Казанский (Приволжского) федеральный университет, ул. Кремлевская 8, Казань 420008.

*mamin@kfti.knc.ru

Исследовано поведение высокопроводящей области на интерфейсе гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$. Обнаружено влияние магнитного поля на свойства этой высокопроводящей области. Экспериментально и теоретически исследованы свойства гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$. Теоретически, на основе ab initio моделирования, предсказано и экспериментально обнаружено сверхпроводящее состояние на интерфейсе такой гетероструктуры.

Введение

Впервые электронный газ высокой подвижности наблюдался на интерфейсе $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ (LAO/STO) в 2004 году [1]. После этого подобные гетероинтерфейсы на основе двух непроводящих и немагнитных оксидов всесторонне исследовались. В частности, было выяснено, что металлическая фаза толщиной порядка нанометров (двумерный электронный газ - 2DEG) в слоях STO на интерфейсе LAO/STO образуется тогда, когда количество слоев LaAlO больше трёх [2], при этом происходит переход в сверхпроводящее состояние при температурах ниже 300 мК [3]. Плотность носителей тока в такой гетероструктуре достигает 310^{13} см². Кроме того, в гетероструктуре LAO/STO был обнаружен ферромагнетизм [4]. Также, 2DEG был найден на интерфейсах с изоляторами Мотта, обладающими магнитным упорядочением, в частности, с ферромагнитным GdTiO_3 (GTO) [5], а также на интерфейсе с антиферромагнитными SmTiO_3 [6], LaTiO_3 [7], с максимально возможной плотностью 310^{14} см². Ранее нами были проведены исследования и обнаружена высокопроводящая область на интерфейсе гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ [8]. Эти результаты впервые показали, что предложенный метод создания гетероструктур с использованием сегнетоэлектриков позволяет получать высокопроводящие области на интерфейсе. В данной работе мы представляем результаты всестороннего исследования свойств гетероструктур, аналогичных $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ и новые результаты экспериментального исследования гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$.

Результаты

В последнее время нами были получены результаты по ab initio моделированию гетероструктуры $\text{BaTiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$, получены параметры плотности состояний различных слоев вблизи интерфейса [9]. Анализ этих результатов позволил сделать вывод, что на интерфейсе такой гетероструктуры возможно возникновение сверхпроводящего состояния при достаточно высоких температурах вплоть до 40 К.

И наконец, удалось создать гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ и обнаружить сверхпроводящее состояние на интерфейсе такой гетероструктуры [10]. До создания гетероструктуры на основе монокристаллов La_2CuO_4 проводящие свойства используемых образцов были исследованы (см. Рис. 1). Наличие сверхпроводящего состояния на интерфейсе гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ подтверждено различными транспортными измере-

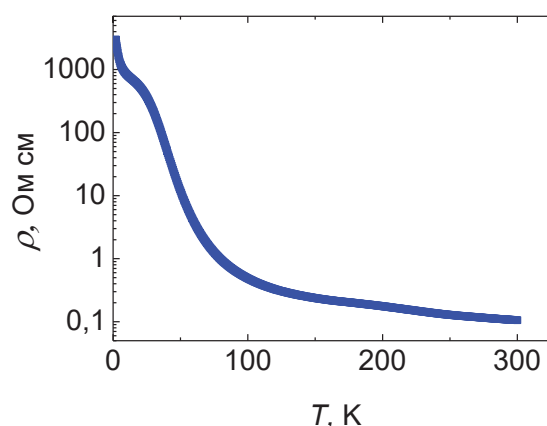


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления монокристаллов La_2CuO_4 от температуры

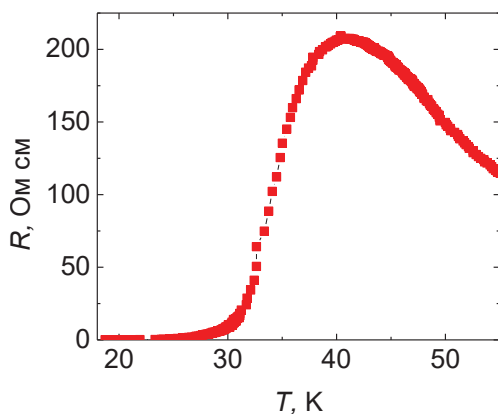


Рис. 2. Зависимость сопротивления гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$ от температуры

ниями (см., например, Рис. 2), и выключением сверхпроводимости в очень слабых магнитных полях. Наши самые последние измерения указывают на наличие диамагнитных свойств от сверхпроводящей фазы, которое свидетельствует о наличии сверхпроводимости в объеме некоторого ограниченного слоя в области интерфейса.

Кроме этого мы обсуждаем процессы переключения квази-двумерной проводящей области и сверхпроводимости с помощью электрического поля для создания своеобразного полярного клапана привлекают неизменный интерес исследователей. В наших работах мы исследуем эффекты переключения на интерфейсе при приложении внешнего электрического поля к сегнетоэлектрической пленке. При этом появляется возможность не только включать и выключать квази-двумерную проводимость и сверхпроводимость, но и переключать сверхпроводимость с электронной на дырочную. На данном этапе нам уже удалось изменять параметры интерфейса гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ изменяя доменную структуру в сегнетоэлектрической пленке гетероструктуры прилагая неоднородное электрическое поле в комбинации с освещением. В дальнейшем мы планируем применим это для исследования возможностей переключения сверхпроводящих свойств интерфейса гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$.

Заключение

Таким образом, последние наши исследования гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{LaMnO}_3$ в магнитных полях указывают на наличие магнитных в области

интерфейса. Обнаружено влияние магнитного поля на свойства этой высокопроводящей области. Также экспериментально и теоретически исследованы свойства гетероструктуры $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3/\text{La}_2\text{CuO}_4$. На основе ab initio моделирования, предсказано и экспериментально обнаружено сверхпроводящее состояние на интерфейсе этой гетероструктуры.

Исследование выполнено частично за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00260).

Литература

1. A. Ohtomo and H.Y. Hwang, *Nature* 427, 423 (2004), 5, 204 (2006).
2. S. Thiel, G. Hammerl, A. Schmehl, C. W. Schneider, and J. Mannhart, *Science* 313, 1942 (2006).
3. N. Reyren, S. Thiel, A.D. Caviglia, L. Fitting Kourkoutis, G. Hammerl, C. Richter, C.W. Schneider, T. Kopp, A.-S. R. uetschi, D. Jaccard, M. Gabay, D. A. Muller, J.-M. Triscone, and J. Mannhart, *Science* 317, 1196 (2007).
4. A. Brinkman, M. Huijben, M. Van Zalk, J. Huijben, U. Zeitler, J. C. Maan, W. G. van der Wiel, G. Rijnders, D. H. A. Blank, and H. Hilgenkamp, *Nature Mater.* 6, 493 (2007).
5. P. Moetakef, T.A. Cain, D.G Ouellette, J.Y Zhang, D.O. Klenov, A. Janotti, Ch.G. Van deWalle, S. Rajan, S.J. Allen, and S. Stemmer, *Appl. Phys. Lett.* 99, 232116 (2011).
6. C.A. Jackson and S. Stemmer, *Phys. Rev. B* 88, 180403 (2013).
7. J. Biscaras, N. Bergeal, A. Kushwaha, T. Wolf, A. Rastogi, R. C. Budhani, and J. Lesueur, *Nature Communications* 1, 89 (2010).
8. Д.П. Павлов, И.И. Пиянзина, В.М. Мухортов, А.М. Балбашов, Д.А. Тагорский, И.А. Гарифуллин, Р.Ф.Мамин, *Письма в ЖЭТФ*, том 106, вып. 7, с. 440 – 444 (2017).
9. V.V. Kabanov, I.I. Piyanzina, D.A. Tayurskii, and R.F. Mamin, *Physical Review B* 98, 094522 (2018).
10. D.P. Pavlov, R.R. Zagidullin, V.M. Mukhortov, V.V. Kabanov, T. Adachi, T. Kawamata, Y. Koike, and R.F. Mamin, *arXiv:1804.05519* (2018).

Практический сверхпроводниковый однофотонный детектор в форме спирали

Н.Н. Манова^{1,*}, Ю.П. Корнеева¹, Е.О. Смирнов¹, М.М. Михайлов², А.А. Корнеев^{1,3},
Г.Н. Гольцман^{1,3}

¹ Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва, 119991.

² Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, пр. Ленина 47, Харьков 61103.

³ Национальный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики, ул. Мясницкая, Москва 101000.

*nadya@rplab.ru

Нами были изготовлены и исследованы сверхпроводниковые однофотонные детекторы SSPD из пленок NbN и α -Mo₃Si в форме двойной Архимедовой спирали с шириной полоски 1 мкм и диаметром структур 20 мкм, с плотностью критического тока более 50% от плотности тока распаривания. Измерены основные оптические характеристики детекторов и показана перспективность их согласования с многомодовыми волокнами.

Современные SSPD имеют топологию полоски нанометровых масштабов (50-100 нм), сформированной в меандр, покрывающий площадь 100 мкм², для согласования с одномодовым волокном (диаметр светонесущей сердцевины 9 мкм). Для согласования такого детектора с многомодовым волокном (диаметр светонесущей сердцевины 50 мкм), необходимо значительно увеличить длину меандра, что приведет к увеличению кинетической индуктивности детектора, а значит уменьшению скорости счета. К тому же увеличение числа поворотов меандра при увеличении площади детектора ведет к уменьшению плотности критического тока в сравнении с плотностью тока распаривания из-за эффекта вытеснения тока смещения к углам полоски [1], и, как следствие, к уменьшению квантовой эффективности [2]. Поэтому для детекторов больших площадей разумно выбирать топологию чувствительного элемента в виде спирали [3, 4]. Кроме того увеличение длины нанометровой сверхпроводящей полоски увеличивает вероятность возникновения дефектов в ней на этапе изготовления, что приводит к снижению выхода годных образцов. Тем не менее, согласование SSPD с многомодовым волокном остается актуальной прикладной задачей в современной квантовой оптике [5]. Опираясь на нашу работу [6], в которой продемонстрирован однофотонный отклик в NbN полосках микронного масштаба с плотностью тока более 50% от плотности тока распаривания, мы исследовали SSPD в форме спиралей с шириной полоски 1 мкм и диаметром 20 мкм, перспективные для согласования с многомодовым оптоволоком.

Методы изготовления и исследования образцов

Исследуемые образцы представляли собой двойные Архимедовы спирали (Рис. 1, вставка) на основе

тонких сверхпроводящих пленок NbN и α -Mo₃Si, осажденных методом реактивного магнетронного распыления. Поликристаллические пленки NbN осаждались из Nb мишени в смеси газов азота и аргона [6]. Аморфные пленки α -Mo₃Si осаждались одновременно из двух мишеней Mo и Si в атмосфере аргона [7]. Структурирование пленок в спираль осуществлялось прямой электронной литографией с использованием позитивного резиста и последующим плазмохимическим травлением.

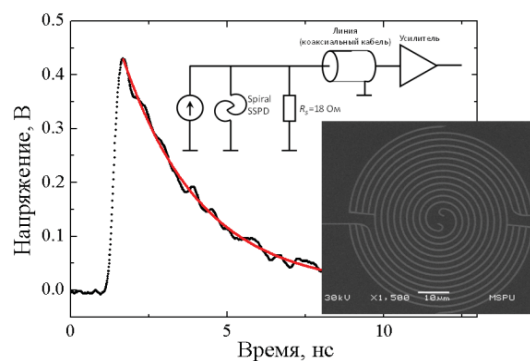


Рис. 1. Осциллограмма импульса-фотоотклика для NbN спирали. Красная линия – аппроксимация экспонентой с характерным временем спада в e раз $\tau = 2.5$ нс. На врезках – схема смещения образца с шунтом 18 Ом и съема сигнала, а также SEM-изображение детектора

Измерения квантовой эффективности проводилось при температуре 1.7 К с использованием установки и методики описанной в [6]. Для предотвращения эффекта залипания использовался шунт 18 Ом для NbN спиралей и 3 Ом для α -Mo₃Si спиралей.

Экспериментальные результаты

Результаты сравнительного анализа образцов представлены в таблице 1. Плотность тока распаривания оценивалась по формулам (1), (2) описанным в [5].

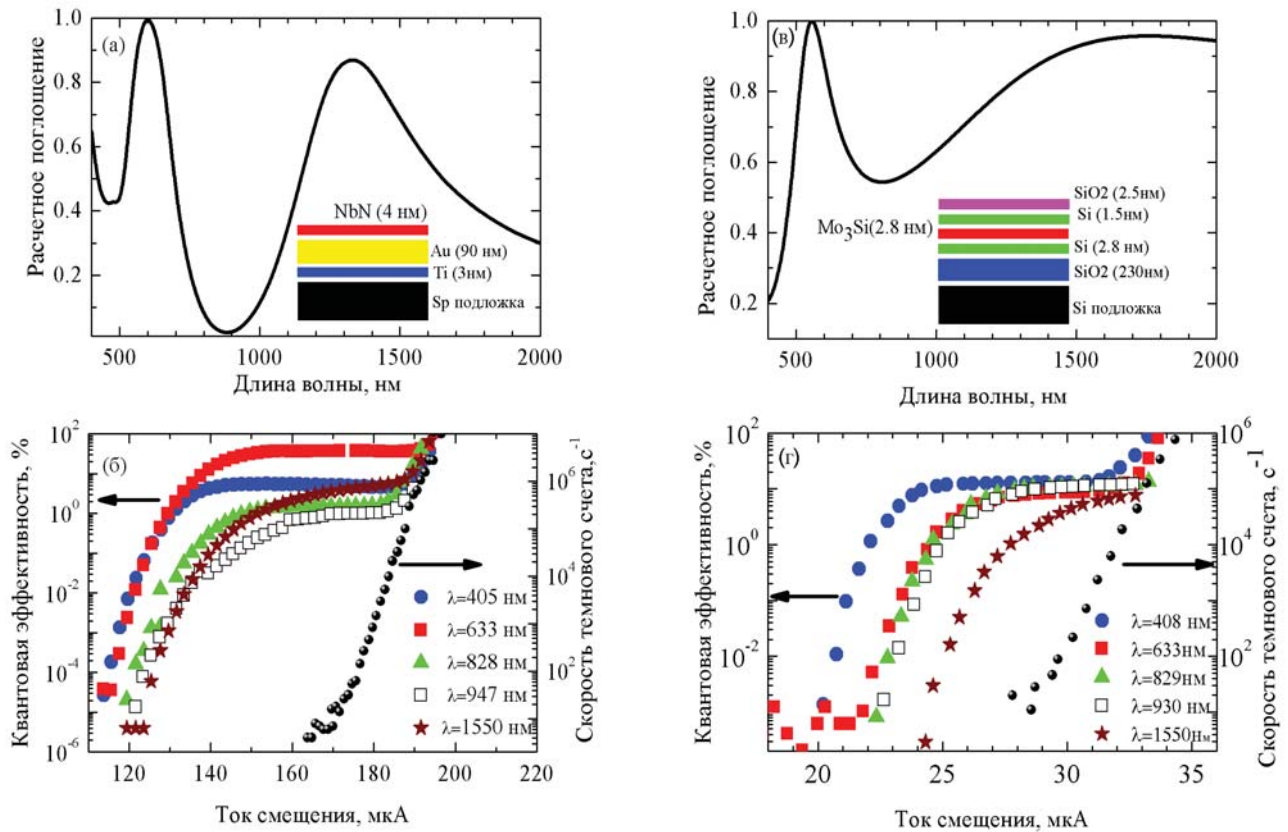


Рис. 2. Оптические характеристики исследуемых образцов. Спектр поглощения в оптическом резонаторе: (а) – NbN спираль, (б) – α-Mo₃Si спираль; на вставках приведены схемы слоев оптических резонаторов. Зависимости квантовой эффективности в диапазоне длин волн 405 - 1550 нм и скорости темного счета от тока смещения образцов: (б) – NbN спираль, (г) – α-Mo₃Si спираль

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов: ρ(20К) – удельное сопротивление при T=20 К; T_c - критическая температура образца; j_c - плотность критического тока для α-Mo₃Si образцов при T=1.7 К, для NbN образцов при T=4.2 К; j_c/j_{dep} – отношение критической плотности тока к плотности тока распаривания

образец	ρ(20 К), мк Ω*см	T _c , К	j _c , А/см²*10 ⁶	j _c /j _{dep}
NbN меандр	343	–	2.9	0.44
NbN спираль		8.2	3.5	0.53
α-Mo ₃ Si меандр	205	3.07	0.45	0.36
α-Mo ₃ Si спираль		3.1	0.66	0.53

Время спада напряжения электрического импульса (Рис. 1) в ϵ раз τ , оцененное по форме импульса составило 2.5 нс. Значение τ , рассчитанное по формуле $\tau=L/R$ для шунта R=18 Ом и значения кинетической индуктивности на квадрат, типичного для NbN 100 пГн, составляет 1.3 нс.

Результаты измерения квантовой эффективности в диапазоне длин волн 405 – 1550 нм и расчетное

поглощение детекторов от длины волны представлены на Рисунке 2.

Работа поддержана грантом РФФИ № (18-29-20100).

Литература

1. J. Clem *et al.*// Phys. Rev. B, 84:174510 (2011).
2. D. Yu. Vodolazov Phys. Rev. Appl, 7:034014 (2017).
3. A.Semenov *et al.*// Phys. Rev B, 84:174510 (2011).
4. D. Henrich *et al.*// IEEE Trans. on Appl. Supercond, 23(3),220405 (2003).
5. J. Yamamoto *et al.*// Opt. Exspress 23 (25):32633 (2015).
6. Yu. Korneeva *et al.*// Phys. Rev. Appl, 9:064037 (2018).
7. Yu. Korneeva *et al.*// Supercond. Sci. Technol. 27:095012 (2014).

Управление ФФЛО-состоянием в структурах сверхпроводник-ферромагнетик-нормальный металл магнитным полем или током

П.М. Марычев*, Д.Ю. Водолазов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*marychevpm@ipmras.ru

Температурный переход тонких структур сверхпроводник/ферромагнетик/нормальный металл (S/F/N) в продольное состояние Фульде-Фуррелла-Ларкина-Овчинникова (ФФЛО) сопровождается обращением в ноль эффективной обратной глубины проникновения магнитного поля Λ^{-1} . Показано, что Λ^{-1} при конечном параллельном поле H или продольном токе I конечно и положительно. Продемонстрирована немонотонная зависимость Λ^{-1} от H и I не только в соответствующей ФФЛО фазе области параметров системы, но и в её окрестности. Обнаружено, что в S/F/N/F/S структурах возможны переходы в ФФЛО фазу и из неё, сопровождаемые скачком Λ^{-1} , при изменении температуры, тока или поля.

Введение

В структурах сверхпроводник/ферромагнетик (S/F) триплетные сверхпроводящие корреляции в F слое дают отрицательный вклад в квадрат обратной лондоновской глубины проникновения λ^{-2} , который может превысить положительный вклад от синглетной сверхпроводимости и сделать эффективную обратную глубину проникновения Λ^{-1} (интегральная по толщине структуры λ^{-2}) отрицательной. Согласно [1], состояния с $\Lambda^{-1} < 0$ нестабильны, и система переходит в состояние Фульде-Феррелла-Ларкина-Овчинникова (ФФЛО) при $\Lambda^{-1} = 0$. Такое состояние может быть реализовано в S/F/N структурах с большим отношением проводимостей S и N слоев в нормальном состоянии [2].

В данной работе теоретически изучено влияние параллельного магнитного поля H и продольного тока I на ФФЛО состояние в S/F/N и S/F/N/F/S структурах. Также рассмотрены переходы в S/F/N/F/S структурах из ФФЛО в π -состояние.

Результаты

Для изучения свойств S/F/N и S/F/N/F/S структур численно решалось одномерное нелинейное уравнение Узаделя. Уравнения дополнялись граничными условиями Куприянова-Лукичева. Предполагалось отсутствие барьера между слоями. Влияние экранировки на поле внутри структуры не учитывалось, поскольку толщина структуры $d \ll \lambda$. Во всех расчётах сопротивления S и F слоёв для простоты считались равными. Использованное отношение сопротивлений S и N слоя $\rho_S/\rho_N = 150$.

Рассчитанная для S/F/N структуры зависимость Λ^{-1} от поля представлена на рис. 1. Как видно, Λ^{-1} в ФФЛО состоянии (рис. 1(a)) зависит от H немонотонно. Рост Λ^{-1} в сравнительно слабых полях обусловлен двумя эффектами. Основной вклад в рост определяется подавлением магнитным полем сверхпроводящих корреляций (включая триплетные) в N слое.

Помимо этого, синглетная сверхпроводимость в S слое слабо усиливается магнитным полем, поскольку оно уменьшает сверхскорость в S слое. При достаточно сильном поле H индуцированная в F/N слоях сверхпроводимость разрушается, и Λ^{-1} достигает при этом поле максимума. При дальнейшем росте H , аналогично случаю одиночной S плёнки, Λ^{-1} постепенно падает из-за подавления сверхпроводимости в S слое.

Даже если $\Lambda^{-1}(H=0)$ положительна, и система не находится в ФФЛО состоянии, зависимость $\Lambda^{-1}(H)$ может быть немонотонной (см. рис. 1(b,c)) из-за вклада триплетной компоненты. При небольшом увеличении толщины F слоя d_F (либо росте температуры) система выходит из ФФЛО фазы, но из-за значительного вклада триплетной компоненты $\Lambda^{-1}(H)$ ведёт себя аналогично случаю ФФЛО состояния. При достаточно большой толщине d_F Λ^{-1} монотонно спадает с ростом поля (рис. 1(d)), и влияние N слоя проявляется в быстром падении Λ^{-1} в слабых полях.

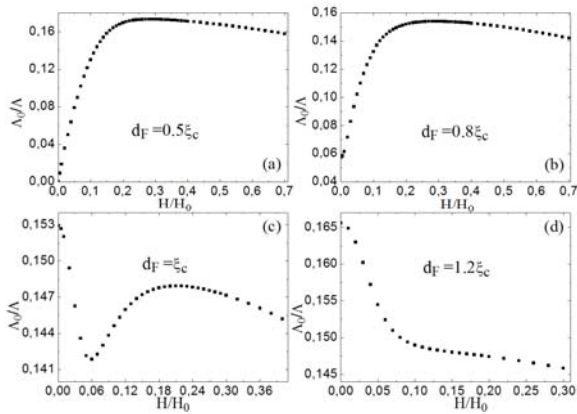


Рис. 1. Зависимость обратной эффективной глубины проникновения S/F/N структуры Λ^{-1} от параллельного магнитного поля H при различных толщинах F слоя d_F : а) $0.5\xi_c$, б) $0.8\xi_c$, в) ξ_c и д) $1.2\xi_c$. Остальные параметры системы: обменное поле $h=5k_B T_{c0}$, толщина S слоя $d_S=1.1\xi_c$, толщина N слоя $d_N=\xi_c$ и температура $T=0.2T_{c0}$.

Здесь $\xi_c = \sqrt{\hbar D_s / k_B T_{c0}}$, где D_s - коэффициент диффузии сверхпроводника, $H_0 = \Phi_0 / 2\pi\xi_c^2$, Λ_0 - пирловская глубина проникновения для одиночной S плёнки при $T=0$

В S/F/N системе ФФЛО состоянием можно управлять не только параллельным полем H , но и продольным током I . В этом случае зависимости $\Lambda^{-1}(I)$ качественно аналогичны представленным на рис. 1 с заменой H на I .

В S/F/N/F/S структурах также наблюдается немонотонное поведение $\Lambda^{-1}(H)$, аналогичное случаю трехслойной структуры. Однако в этом случае ФФЛО состояние существует в более узкой области толщин d_F из-за конкуренции с π -состоянием (см. рис. 2(a)). В определённом диапазоне d_F при температуре T^* может произойти 0- π переход. В отличие от типичного 0- π перехода, рассмотренного в [3], Λ^{-1} в подобной структуре значительно возрастает при понижении температуры (рис. 2(b)), поскольку в π -состоянии практически нет отрицательного вклада от триплетной сверхпроводимости в Λ^{-1} . Особенно резким изменение Λ^{-1} будет в случае перехода из ФФЛО состояния, когда Λ^{-1} меняется от нулевого до конечного значения.

При температуре $T < T^*$ систему можно перевести из π в ФФЛО состояние, приложив в ней ток или параллельное магнитное поле. При этом переход сопровождается скачкообразным падением Λ^{-1} при возрастании тока или поля. Однако, индуцированный полем переход может потребовать довольно сильных полей.

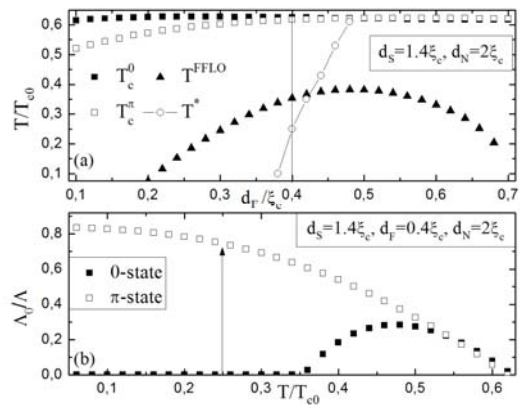


Рис. 2. а) Зависимость критической температуры 0 (T_c^0), π (T_c^π) и ФФЛО (T^{FFLO}) состояний от толщины F слоя в S/F/N/F/S структуре. Ниже температуры T^* π -состояние энергетически выгоднее 0-состояния. б) Зависимость Λ^{-1} от температуры для структуры с толщиной $d_F=0.4\xi_c$. Стрелкой указана температуры 0- π перехода

Осуществить индуцированный током переход вблизи T^* можно с помощью достаточно малых токов, значительно меньших критического. Этот переход также сопровождается скачком напряжения из-за изменения сверхскорости.

Предсказанные эффекты экспериментально можно пронаблюдать с помощью, например, измерения взаимной индуктивности [4], которое позволяет напрямую измерять величину Λ^{-1} для тонких сверхпроводящих структур.

Работа частично поддержана проектами Российского научного фонда (15-12-10020 и 17-12-01383), Российского фонда фундаментальных исследований (18-02-00390) и Фонда развития теоретической физики «Базис» (18-1-2-64-2).

Литература

1. S. Mironov, A. Mel'nikov, A. Buzdin // Physical Review Letters, V. 109, 237002 (2012).
2. S.V. Mironov, D. Vodolazov, Yu. Yerin, A.V. Samokhvalov, A.S. Mel'nikov and A. Buzdin // Physical Review Letters, V. 121, 077002 (2018).
3. N. Pompeo, K. Torokhtii, C. Cirillo, A.V. Samokhvalov, E.A. Ilyina, C. Attanasio, A.I. Buzdin and E. Silva // Physical Review B V. 90,064510 (2014).
4. S.J. Turneaure, E.R. Ulm and T.R. Lemberger // Journal of Applied Physics V 79, 4221 (1996).

Возможности метода задающей маски для поэтапного увеличения толщины сверхпроводящих элементов планарной ВТСП-структуры

Д.В. Мастеров¹, С.А. Павлов¹, А.Е. Парафин^{1,*}, П.А. Юнин¹

¹ ИФМ РАН, ФИЦ ИПФ РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

* parafin@ipmras.ru

В отличие от традиционных методов создания планарных сверхпроводящих структур на основе пленок YBCO, использующих для формирования топологии травление или ионную имплантацию, при использовании метода задающей маски (ЗМ) топология задается на начальном этапе процесса изготовления структуры при формировании ЗМ, а осаждение YBCO является его завершающим этапом. В окнах ЗМ образуются сверхпроводящие элементы, а между ними - изолирующие области. В данной работе, зафиксировав топологию сверхпроводящих мостиков на этапе формирования ЗМ, мы измерили их характеристики в зависимости от толщины пленки YBCO, последовательно проводя циклы осаждения. Данный подход был нами опробован на структурах, изготовленных на монокристаллической сапфировой и бикристаллической фианитовой подложках. После каждого осаждения YBCO проводились измерения структурных параметров пленки, критических температуры и тока, в том числе джозефсоновских контактов на бикристаллической границе. Плотность критического тока мостов, расположенных на монокристаллической подложке, постоянно в рассмотренном интервале толщин пленки YBCO от 100 до 700 нм, плотность критического тока джозефсоновских контактов, расположенных на бикристаллической границе возросла при удвоении толщины от 150 до 300 нм.

Введение

Метод задающей маски (ЗМ) [1] дает возможность задавать топологию структуры, которая воспроизводится при последовательных циклах осаждения $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO). В данной работе продемонстрированы возможности метода ЗМ с учетом опыта последовательного осаждения слоев YBCO [2]. Зафиксировав местоположение и топологию сверхпроводящих мостиков на этапе формирования ЗМ, мы измерили их характеристики в зависимости от толщины пленки сверхпроводника, последовательно проводя циклы осаждения YBCO.

В работе использовались монокристаллическая подложка сапфира (г-срез) и бикристаллическая подложка фианита (001, $2 \times 12^\circ$), обе с эпитаксиальным подслоем оксида церия ($eprCeO_2$) толщиной 50 нм.

Формирование структур

Последовательность формирования сверхпроводниковых структур методом ЗМ [1] следующая: – на подложке формируется маска из фоторезиста, после чего при комнатной температуре на подложку напыляется слой аморфного оксида церия ($cold-CeO_2$) толщиной 1200 нм.

Фоторезист вместе с напыленной на него пленкой $coldCeO_2$ удаляется с подложки в ацетоне в ультразвуковой ванне (lift-off). Таким образом, на подложке образуется ЗМ из аморфной пленки оксида церия, в которой вскрыты окна для последующего формирования в них сверхпроводящих элементов. В завершении на подложку методом магнетронного напыления [3] осаждается YBCO при температуре эпитаксиального роста. В результате, в окнах маски, на поверхности исходной подложки, получаются сверхпроводящие элементы заданного рисунка, а между ними – разделительные изолирующие области.

ЗМ была сформирована на половине сапфировой подложки, и при осаждении на нее слоя YBCO формировалась структура в виде сверхпроводящих мостиков шириной от 5 до 50 мкм, которые использовались для электрофизических измерений. На второй половине сапфировой подложки задающей маски не было, и на ней формировалась сплошная пленка YBCO, которая использовалась для рентгенодифракционных измерений.

После каждого осаждения YBCO на структуру наносилились серебряные контакты и проводились электрофизические и рентгеноструктурные измерения.

Характеристики структур

На сапфировую подложку с подслоем epiCeO_2 было проведено семь последовательных осаждений YBCO при одинаковых параметрах процесса. Время каждого напыления составляло 40 минут, что соответствует толщине осаждаемого на каждом этапе слоя YBCO приблизительно в 100 нм, конечная толщина пленки - 730 нм. Структура на каждом этапе сохраняет заданную топологию - ширина мостов не меняется. Полуширина кривой качания рентгеновского отражения $\Delta\omega$ (005) YBCO уменьшается от осаждения к осаждению и достигает минимального значения $\Delta\omega = 0.31^\circ$ после шестого напыления при толщине пленки 670 нм, величина оси c пленки возрастает практически линейно до $c = 1.1684$ нм. Плотность критического тока постоянна в пределах ошибки измерений и составляет $2,8 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ при $T = 77 \text{ K}$. Измерения проводились стандартным четырех зондовым методом в дюаре с жидким азотом, использовались прижимные контакты.

На бикристаллическую фианитовую подложку с подслоем epiCeO_2 было сделано два последовательных осаждения YBCO при одинаковых параметрах процесса. Время каждого процесса составляло 70 минут. В табл.1 приведены результаты измерения плотности критического тока джозефсоновских переходов различной длины и контрольных мостиков, расположенных вне бикристаллической границы.

Уменьшение плотности критического тока контрольного мостика при увеличении толщины, связано с разогревом прижимных контактов при протекании тока более 100 мА. Измерение критического тока джозефсоновских переходов проводилось в дюаре с жидким азотом без экранирования внешнего магнитного поля. Поэтому в таблице приведено максимальное измеренное значение величины критического тока, получаемое при изменении положения подложки. Плотность критического тока в узких мостах оказывается выше, чем в широких для обеих толщин пленки, что связано с неоднородностью протекания тока в широких контактах. При удвоении толщины пленки плотность критического тока джозефсоновских переходов увеличилась, этот результат следует рассматривать, как предварительный, он требует дальнейшего изучения.

Таблица 1. Результаты измерения плотности критического тока джозефсоновских переходов различной длины и контрольных мостиков, расположенных вне бикристаллической границы при 77 К: d - толщина YBCO, w - ширина моста или длина перехода, I_c - критический ток, J_c - плотность критического тока

Объект	d , нм	w , мкм	I_c , мА	J_c , A/cm^2
мостик	150	12	69	$3,8 \times 10^6$
		52	3,9	$5,0 \times 10^4$
джозефсоновский контакт		12	1,0	$5,5 \times 10^4$
		9	1,0	$7,4 \times 10^4$
		5	0,85	11×10^4
мостик	300	12	110	$2,9 \times 10^6$
		52	10	$6,5 \times 10^4$
джозефсоновский контакт		12	3,7	10×10^4
		9	2,7	10×10^4
		5	2,0	13×10^4

Выводы

В работе показано, что метод ЗМ дает уникальную возможность последовательно увеличивать толщину сверхпроводящих элементов структуры, местоположение и топология которых фиксированы, проводя многократные циклы осаждения YBCO. На каждом этапе можно измерять нужные характеристики структуры и получать, таким образом, их зависимости от толщины слоя YBCO. Плотность критического тока мостов, расположенных на монокристаллической подложке, постоянна в интервале толщин пленки YBCO 100 - 700 нм, плотность критического тока джозефсоновских контактов, расположенных на бикристаллической границе возросла при удвоении толщины пленки YBCO от 150 до 300 нм.

Литература

1. Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин и др. //ФТТ, Т. 60, В. 11, 2100 (2018).
2. Н.В. Востоков, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов и др. //Письма в ЖТФ, Т. 37, В. 14, 54 (2011).
3. Ю.Н. Дроздов, Д.В. Мастеров, С.А. Павлов и др. //ЖТФ, Т. 85, В. 11, 109 (2015).

Электромагнитный эффект близости вблизи неустойчивости Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла в сверхпроводящих гибридных структурах

А.С. Мельников^{1,*}, С.В. Миронов¹, А.И. Буздин²

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, 603950

² University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France

*melnikov@ipmras.ru

Работа посвящена развитию идей, изложенных в двух недавних публикациях, в которых был предложен механизм электромагнитного эффекта близости в гибридных сверхпроводящих структурах с ферромагнитными слоями, а также исследована возможность реализации неустойчивости типа Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла (ЛОФФ) с модуляцией сверхпроводящего параметра порядка в плоскости слоев структуры. Показано, что вблизи перехода в фазу ЛОФФ электромагнитный эффект близости может быть усилен: соответствующий спонтанный ток, текущий по сверхпроводящему слою гибридной структуры сверхпроводник – ферромагнетик, резко возрастает при приближении к линии ЛОФФ перехода на фазовой диаграмме структуры. Переход в фазу ЛОФФ, таким образом, может быть наблюден экспериментально методами, диагностирующими генерацию спонтанных токов.

Удобным методом изучения различных фазовых переходов, вызванных взаимодействием двух конкурирующих параметров порядка в гибридных структурах сверхпроводник – ферромагнетик (СФ) с эффектом близости, является исследование их электродинамического отклика. Электродинамика таких структур имеет ряд важных особенностей, отличающих ее от электродинамики обычных сверхпроводников, в основе которой лежит лондоновская материальная связь $\mathbf{j}_s = - (c/4\pi\lambda^2)\mathbf{A}$ между сверхпроводящим током и векторным потенциалом. При этом следует прежде всего упомянуть проявления прямого эффекта близости, которые приводят к дополнительному вкладу в ток, связанному с проникновением сверхпроводящих корреляций из сверхпроводника в ферромагнетик. Особенностью ферромагнетика является конверсия синглетных корреляций в триплетные, происходящая под действием обменного поля ферромагнетика на спины электронов в куперовской паре. Триплетные корреляции могут быть дальнедействующими при наличии в образце неоднородного распределения обменного поля. В результате, упомянутое выше соотношение изменяется за счет присутствия неоднородных диамагнитных и парамагнитных вкладов в величину λ^{-2} , которая зависит теперь от координат. Заметим, что в грязном пределе материальная связь остается локальной.

При этом интегральный магнитный отклик структуры, измеряемый в экспериментах, определяется эффективной глубиной проникновения магнитного поля Λ , которая получается усреднением отклика по толщине слоистой структуры: $\Lambda^{-1} = \int \lambda^{-2} dx$.

При температуре T , близкой к критической температуре T_c , эффективная глубина проникновения магнитного поля Λ определяется средней плотностью синглетных $\langle n_s \rangle$ и триплетных $\langle n_t \rangle$ пар: $\Lambda^{-1} \sim \langle n_s \rangle - \langle n_t \rangle$. Поскольку поведение синглетных и триплетных сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике существенно отличается, локальная плотность сверхтока может стать локально парамагнитной в тех местах, где триплетные корреляции преобладают ($n_s < n_t$). Присутствие в ферромагнетике вынужденных триплетных корреляций и связанные с ними особенности эффекта близости между сверхпроводником и ферромагнетиком проявляются при исследовании экранирующих свойств гибридных СФ структур.

До этого момента мы рассматривали физические следствия прямого эффекта близости в СФ структурах, который связан с проникновением куперовских пар из сверхпроводника в ферромагнетик. Вместе с тем, эффект близости вызывает и обратное явление – проникновение магнитного момента из ферромагнетика в сверхпроводник.

Существует два основных механизма возникновения магнетизма в сверхпроводнике. Первый связан со спиновой поляризацией электронов, образующих куперовскую пару, вблизи СФ границы (так называемый обратный эффект близости) [1]. Результирующая намагниченность индуцируется в поверхностном слое сверхпроводника шириной порядка размера куперовской пары, то есть корреляционной длины $\xi_0 \sim 1-10$ нм. Второй механизм является чисто электромагнитным: прямой эффект близости возбуждает сверхпроводящий ток, текущий внутри ферромагнитного слоя, и, как следствие, компенсирующие мейсснеровские токи внутри сверхпроводника (электродинамический эффект близости) [2]. Эти токи являются источником магнитного поля в сверхпроводнике, которое спадает на масштабе порядка лондоновской глубины λ . В сверхпроводниках второго рода этот масштаб существенно превышает ξ_0 , что делает электромагнитный эффект близости дальнедействующим по сравнению с обратным эффектом близости. Экспериментально пространственное распределение магнитного поля в СФ структурах может быть определено с помощью мюонной спиновой спектроскопии или экспериментов по рассеянию нейтронов. В ряде соответствующих работ было обнаружено, что магнитное поле в сверхпроводящем слое проникает на длину, существенно превышающую все типичные сверхпроводящие корреляционные длины, что может быть следствием электромагнитного эффекта близости.

Важно отметить, что электромагнитный эффект близости возникает даже в структурах, где в силу специального выбора формы ферромагнетика при температурах выше сверхпроводящего фазового перехода отсутствуют поля рассеяния (например, в слоистых СФ структурах с однородной намагниченностью в плоскости Φ слоя). Таким образом, электромагнитный эффект близости необходимо учитывать при проектировании устройств сверхпроводящей спинтроники, в которых возникающее магнитное поле может приводить к существенной модификации рабочих режимов.

Наконец, электромагнитный эффект близости в слоистых СФ структурах, рассмотренный выше, может быть существенно усилен вблизи продольной неустойчивости Ларкина-Овчинникова-

Фульде-Феррелла (ЛОФФ) относительно формирования сверхпроводящих состояний с модуляцией параметра порядка в плоскости слоев [3]. Запишем уравнение для компоненты векторного потенциала, параллельной плоскости слоев и перпендикулярной намагниченности:

$$-\frac{\partial^2}{\partial x^2} A_y = \frac{4\pi}{c} [j_s + j_M]$$

где j_M – токи намагниченности. В рамках теории возмущений сверхпроводящий отклик может быть найден в виде:

$$j_s = -\frac{c}{4\pi\lambda^2} (a + 4\pi x M_0 h(x)),$$

где $h(x) = 1$ в области ферромагнитного слоя, а выражение для константы a имеет вид

$$a = -4\pi M_0 \frac{\int_F \frac{x dx}{\lambda^2}}{\int \frac{dx}{\lambda^2}}.$$

Здесь интеграл в числителе взят по области Φ слоя, а в знаменателе – по всей структуре. Переход в фазу ЛОФФ (без учета намагниченности) происходит при обращении в ноль интеграла $\Lambda^{-1} = \int \lambda^{-2} dx$, что приводит нас к заключению о резком росте спонтанных токов вблизи этого перехода:

$j_s \sim (T - T_{\text{LOFF}})^{-1}$. Таким образом, наблюдение усиления электромагнитного эффекта близости может рассматриваться как экспериментальное свидетельство приближения к ЛОФФ переходу.

Работы нашего коллектива в данном направлении были поддержаны проектом Российского научного фонда № 15-12-10020.

Литература

1. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, Phys. Rev. B 69, 174504 (2004).
2. Mironov S., Mel'nikov A.S., Buzdin A., Appl. Phys. Lett. 113, 022601 (2018).
3. Mironov S., Mel'nikov A., Buzdin A., Phys. Rev. Lett. 109, 237002 (2012); Mironov S.V., Vodolazov D.Yu., Yerin Y. et al., Phys. Rev. Lett. 121, 077002 (2018).

Электронно-дырочные димеры в «родительской» фазе квази-2D купратов

А.С. Москвин*, В.В. Конев, Ю.Д. Панов

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, 620083

*alexander.moskvin@urfu.ru

Уникальные свойства сверхпроводящих квази-2D купратов связываются со специфическими особенностями «родительской» фазы — высокой ионной поляризуемостью, а также зарядовой неустойчивостью — малой, порядка 0.4 – 0.5 эВ, энергией диспропорционирования $2\text{Cu}^{2+} \rightarrow \text{Cu}^{1+} + \text{Cu}^{3+}$ с образованием электронно-дырочных димеров, являющихся своеобразными «квантами» бозонной сверхпроводимости.

Природа высокотемпературной сверхпроводимости и других аномальных свойств квази-2D купратов типа $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, так или иначе связаны со специфическими свойствами «родительской» фазы. Замечательной особенностью родительских купратов типа La_2CuO_4 , $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ является высокая ионная поляризуемость, а также аномально большие значения диэлектрических констант [1,2]. В простейшей изотропной модели диэлектрическая проницаемость ионного кристалла содержит фактор «усиления» $[1 - \pi/3\sum_i n_i \alpha_i^-]^2$, где n_i — плотность, α_i^- — поляризуемость ионов. Поляризационный фактор $S = 4\pi/3\sum_i n_i \alpha_i^-$ (refractivity sum) для родительских купратов близок к единице [2], что означает их близость к «поляризационной катастрофе». Такие системы неустойчивы относительно перехода в новое состояние с конденсацией локальных или коллективных низкоэнергетических возбуждений типа однородного или «зарождающегося» (incipient) ферроэлектрика, перехода изолятор — металл, различных вариантов зарядового упорядочения. Конкретный вариант зависит от конкуренции различных степеней свободы и соответствующих параметров порядка. Основным кандидатом в родительских купратах являются зарядово-нейтральные, но дипольно-активные экситоны с переносом заряда. Минимальная энергия, необходимая для рождения электронно-дырочной (ЕН) пары путем прямого франк-кондоновского (FC) оптического перехода с переносом заряда в родительских купратах, т. е. оптическая щель, составляет $E_{\text{gap}}^{\text{opt}} \approx 1.5 - 2$ эВ. Фактически это энергия образования нестабильного экситона с переносом заряда, или ЕН-димера как своеобразного кванта реакции диспропорционирования. Эффекты электрон-решеточной релаксации приводят либо к его распаду с ЕН-рекомбинацией, либо к образованию мета-

стабильного ЕН-димера, устойчивость которого поддерживается локальной деформацией решетки и электронной поляризацией окружения. Энергия метастабильного ЕН-димера определяет "адиабатическую или "термическую" щель с переносом заряда, которая может существенно отличаться от оптической щели [3,4]. Устойчивые ЕН-димеры, или $d - d$ -экситоны с переносом заряда, в родительских купратах представляют собой связанные электронный $[\text{CuO}_4]^{7-}$ и дырочный $[\text{CuO}_4]^{5-}$ центры, соответствующие CuO_4 кластеру с полностью заполненными $\text{Cu}3d$ - и $\text{O}2p$ -оболочками, или вакуумному состоянию для дырок $|0\rangle$, и двухдырочной конфигурации CuO_4 кластера $|2\rangle$ с основным жанг-райсовским (Zhang-Rice) состоянием. Дублет $|02\rangle$, $|20\rangle$ расщепляется благодаря резонансной реакции двухчастичного переноса $|02\rangle \leftrightarrow |20\rangle$. Новые суперпозиции $|\pm\rangle = 1/\sqrt{2}(|02\rangle \pm |20\rangle)$ с энергией $E_{\pm} = \Delta_{\text{EH}} - V_{\text{EH}} \pm |t_B|$ образуют димеры S- (+) и P- (-) типа, где Δ_{EH} — энергия образования пары несвязанных электронных и дырочных носителей, V_{EH} — энергия связи электронных и дырочных центров в родительском купрате. Величина эффективного интеграла двухчастичного переноса t_B , определяющего S-P-расщепление, играет принципиальную роль в "судьбе" родительских купратов. Дело в том, что этот интеграл фактически является интегралом переноса локального композитного бозона, образуемого парой частиц, электронов или дырок, локализованных на одном кластере CuO_4 и формально отличающих электронный и дырочный центры. Независимые экспериментальные данные для различных купратов указывают на величину $t_B \approx 0.1$ эВ [3,4], близкую, как и следовало ожидать, к величине обменного интеграла в родительском купрате. Интересно, что формально ЕН-димеры можно рассматривать как центры с отрицательной энергией

корреляции U (negative- U centers). К сожалению, экспериментальная информация об энергии релаксации в родительских купратах крайне скудна. Так, высокотемпературные холловские измерения позволили оценить энергию образования пары несвязанных электронных и дырочных носителей в родительском купрате La_2CuO_4 [5]: $\Delta_{\text{EH}} = 0.89$ эВ. Это означает, что минимальная энергия $E_{\text{gap}}^{\text{th}} = E_-$ связанных в EH-димере электронных и дырочных центров должна быть существенно меньше 0.9 эВ, что указывает на неустойчивость родительских купратов относительно переноса заряда с образованием устойчивых EH-димеров. Эта энергия может быть идентифицирована как низкоэнергетический край слабой NFC-полосы, отчетливо видимой в среднем ИК-диапазоне 0.4 – 1.0 эВ (MIR-полоса) во всех родительских купратах и в определенном смысле являющейся их "визитной карточкой" [3]. С учетом $E_{\text{gap}}^{\text{th}} \approx 0.4$ эВ мы получаем для энергии связи электронных и дырочных центров в La_2CuO_4 величину $V_{\text{EH}} \approx 0.4$ эВ. При конечных температурах родительские купраты представляют собой системы с малой концентрацией метастабильных EH-димеров, гигантская электрическая поляризуемость которых приводит к аномальному поведению купратов при неизовалентном замещении в системах типа $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ и $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, сопровождаемом появлением неоднородного электрического потенциала и электронным или дырочным допированием. Рост концентрации центров примесного электрического потенциала сопровождается конденсацией и ростом концентрации EH-димеров, обеспечивающих эффективную экранировку примесного потенциала, с одновременным ростом энергии электрон-решеточной релаксации и резким понижением энергии связи V_{EH} электронных и дырочных центров в EH-димерах. Так, по данным высокотемпературных холловских измерений [5] энергия образования пары несвязанных электронных и дырочных носителей Δ_{EH} резко падает с 0.89 до 0.53 эВ при замещении всего лишь 1% трехвалентных ионов La^{3+} двухвалентными ионами Sr^{2+} в родительском купрате La_2CuO_4 и продолжает резко падать при дальнейшем росте допирования. Очевидно, что этот эффект связан в основном с резким уменьшением энергии V_{EH} связи электронных и дырочных

центров в EH-димерах [5]. Рост концентрации EH-димеров, сопровождаемый резким понижением энергии связи электронных и дырочных центров, приводит к их разрушению с образованием своеобразной сильнокоррелированной электронно-дырочной EH-жидкости. EH-жидкость в традиционных полупроводниках типа Ge, представляет собой двухкомпонентную Ферми-жидкость, тогда как EH-жидкость в купратах представляет собой систему сильнокоррелированных электронных и дырочных центров, эквивалентную Бозе-жидкости [3] с возможностью формирования сверхпроводящего бозе-эйнштейновского конденсата при некоторой критической величине допирования. Реальная ситуация в допированных купратах предполагает рассмотрение «бозон-фермионной» системы CuO_4 -центров в CuO_2 -плоскостях, которые могут находиться в трёх близких по энергии различных валентных зарядовых состояниях: $[\text{CuO}_4]^{7-;6-;5-}$ (номинально $\text{Cu}^{1+;2+;3+}$). Этот зарядовый триплет можно формально связать с тремя состояниями псевдоспина $S = 1$ и использовать известные методы описания спиновых систем [3]. Отметим, что с энергиями Δ_{EH} и V_{EH} , резко падающими с ростом допирования, естественно связать характерные температуры T^* , определяющие не совсем четко определенные границы "псевдощелевой" фазы.

Работа выполнена при поддержке Программы 211 Правительства Российской Федерации, соглашение № 02.A03.21.0006, и проектов № 2277 и № 5719 МОН РФ.

Литература

1. D. Reagor, E. Ahrens, S.W. Cheong, A. Migliori, and Z. Fisk // Phys. Rev. Lett. V. 62, 2048 (1989).
2. B. P. P. Mallett, T. Wolf, E. Gilioli *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 111, 237001 (2013).
3. A.S. Moskvina // Phys. Rev. V. B 84, 075116 (2011).
4. A.C. Москвин // ФТТ, Т. 61, в.5, (2019).
5. S. Ono, S. Komiyama, Y. Ando // Phys. Rev. V. B 75, 024515 (2007).

Влияние двухуровневых дефектов в открытой копланарной линии на передачу микроволнового сигнала

Е.А. Муценик^{1*}, А.Н. Султанов¹, Б.И. Иванов¹, И.Л. Новиков¹, А.Г. Вострецов¹, Е. Ильичев^{1,2}

¹ Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

² Leibniz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany.

*mutsenik.e@gmail.com

В данной работе рассмотрен новый метод измерения потерь в открытой копланарной линии передачи, которая имеет емкостную связь с четвертьволновым копланарным резонатором.

Введение

Двухуровневые дефекты можно рассматривать как нарушение порядка в кристаллической решетке аморфных материалов [1]. Их взаимодействие с несущими информацию микроволновыми сигналами значительно влияет не только на параметры элементов микроволновых структур, но и на расположенные на чипе твердотельные квантовые биты (кубиты). Наличие двухуровневых дефектов в таких структурах оказывает существенное влияние на время жизни квантового состояния кубита, что показано, например, в [2].

В данной работе продемонстрировано, что двухуровневые дефекты, в силу того, что они имеют общую природу для всей исследуемой структуры, могут оказывать влияние не только на добротность потерь Q_{int} резонатора, но и на сопротивление линии передачи R_{load} (открытый копланарный волновод), и, как следствие на добротность связи Q_{coupl} .

Описание эксперимента

В качестве исследуемого образца был использован сверхпроводниковый алюминиевый копланарный четвертьволновый резонатор, параметры которого следующие: толщина подложки $H = 1$ мм, тангенс угла диэлектрических потерь $tg\delta = 10^{-4}$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 9,7$, толщина металлизации $h = 1,5$ мкм. Схематично резонатор представлен на рис. 1, геометрические размеры приведены в табл. 1. Резонатор спроектирован согласно [3], расчетная резонансная частота которого $f_{res} = 2,803$ ГГц.

Таблица 1. Геометрические размеры

Параметр	ω , $\mu\text{м}$	ω_{res} , $\mu\text{м}$	g , $\mu\text{м}$	g_{res} , $\mu\text{м}$	L_{res} , мм	l_0 , $\mu\text{м}$
Величина	150	50	80	30	11,58	440

Образец резонатора был исследован при температурах 10 и 400 мК для различных мощностей сигнала, поскольку возбуждение двухуровневых дефектов обусловлено как микроволновым сигналом, так и температурой окружения. Для выяснения влияния термодобротности, эксперимент был повторен.

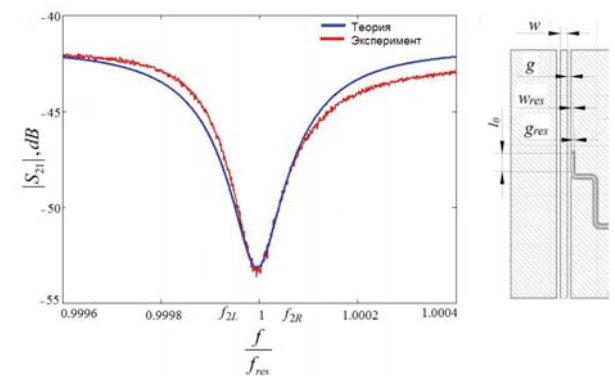


Рис. 1. Слева – амплитудно-частотная характеристика (красный – экспериментальные данные) и пример аппроксимационной кривой (синий). Справа – схематичное изображение четвертьволнового копланарного резонатора

Пример аппроксимации амплитудно-частотной характеристики (АЧХ), с использованием выражения (ф1), представлен на рис. 1:

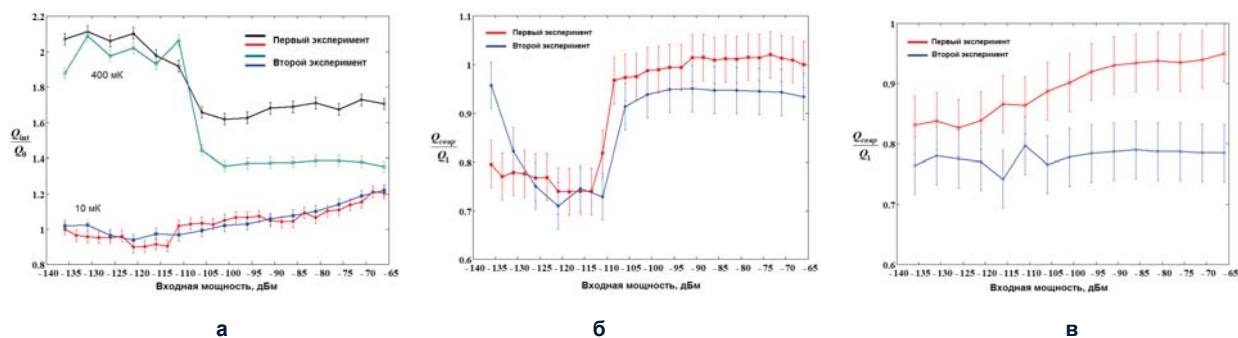


Рис. 2. Зависимости различных добротностей исследуемого образца от мощности входного сигнала: а) внутренняя добротность; б) добротность связи при температуре образца 10 мК; в) добротность связи при температуре образца 400 мК

$$S_{21} = \frac{(f - f_{res}) + 0.5j\Gamma_{int}}{(f - f_{res}) + 0.5j(\Gamma_{int} + \Gamma_{coupl})}, \quad (\Phi 1)$$

здесь $\Gamma_{int} = Q_{int}/f_{res}$ ($\Gamma_{coupl} = Q_{coupl}/f_{res}$) – скорость утечки в нерадиационные каналы распада (скорость высвечивания фотонов из резонатора в волновод); f_{res} – резонансная частота; f – частота входного сигнала; j – мнимая единица. Ошибка аппроксимации не превышала 6%. Используя (Ф1) были получены значения Q_{int} , Q_{coupl} , f_{res} для различных значений входной мощности на исследуемый образец резонатора.

На рис. 2а представлена зависимость нормированной внутренней добротности от мощности входного сигнала при различных температурах. Видно, что Q_{int} возрастает, при увеличении мощности и температуры, до тех пор, пока не произойдет насыщение двухуровневых дефектов и они перестанут служить дополнительным каналом утечки электромагнитной энергии.

Также представлены нормированные зависимости добротности связи от мощности входного сигнала при температурах исследуемого образца равных 10 мК (рис. 2б) и 400 мК (рис. 2в).

Показано, что значение добротности связи уменьшается с ростом температуры. Мы предполагаем, что распределение двухуровневых дефектов однородно по всему образцу, тогда можно сказать, что комплексная диэлектрическая проницаемость одинаково зависит от мощности входного сигнала как для резонатора, так и для линии передачи. Тем не менее, изменение Q_{coupl} не объясняется зависимостью реальной части диэлектрической проницаемости, полученной из зависимости резонансной частоты от мощности входного сигнала.

Качественно данный эффект объясняется зависимостью сопротивления нагрузки резонатора R_{load} , включающее как потери в линии передачи (открытый копланарный волновод), так и активное сопротивление измерительного тракта. И если последнее можно учесть при помощи калибровки измерительной системы, то, очевидно, что характер Q_{coupl} полностью определяет сопротивление копланарного волновода.

Заключение

Таким образом, посредством измерения зависимости добротности связи можно оценивать потери, обусловленные наличием двухуровневых дефектов в открытой копланарной линии, используя при этом, в качестве измерительного инструмента, четвертьволновый резонатор. Такой метод полезен не только при характеристике качества и контроля технологии изготовления рассматриваемых схем (это хорошо видно, т.к. зависимости добротностей при двух разных экспериментах для одинаковых температур повторяются), а также при изучении механизмов релаксации структур, содержащих кубиты в открытых линиях.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, номер проекта № 16-19-10069.

Литература

1. C. Muller, J.H. Cole and J. Liesenfeld // Electronic preprint / Cornell University, Library № 1705.01108v2. – Mode of access: <https://arxiv.org/pdf/1705.01108.pdf>.
2. J.M. Martinis, K.B. Cooper, R. McDermott et al. // Physical Review Lett. V. 95, 210503 (2005).
3. E.A. Mutsenik, A.N. Sultanov, B.I. Ivanov // Proceedings of the Russian higher school Academy of sciences, no. 1 (34), pp. 85-97 (2017).

Role of correlated hopping in localization and non-ergodicity in disordered systems

П.А. Носов^{1,2}, И.М. Хаймович^{3, 4, *}, V.E. Kravtsov^{5,6}

¹ Department of Physics, St. Petersburg State University, St. Petersburg 198504, Russia.

² NRC Kurchatov Institute, Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina 188300, Russia

³ Max Planck Institute for Physics of Complex Systems, Nöthnitzer Straße 38, D-01187 Dresden, Germany.

⁴ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

⁵ The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy

⁶ Институт теоретической физики РАН, г. Москва

*hai@ipmras.ru

Introduction

The standard picture of the Anderson localization in models with tight-binding or short-range hopping terms [1] is represented by a phase transition between ergodic and localized phases at a certain critical disorder strength with a sharp mobility edge separating ergodic and localized states at the intermediate disorder. Exactly at the Anderson localization transition (ALT) point non-ergodic (multifractal) extended states have been proved to appear.

This picture was generalized (see a review [2]) to low-dimensional systems with long-range hopping by applying the criterion of the delocalization at the point of the breakdown of the locator expansion [3, 4].

The nonergodic states with critical statistics emerge typically at ALT in various disordered systems [2]. And only recently the examples of the robust multifractal phases have been found.

Here I first present a couple of such examples. In low-dimensional systems we have found a class of random matrix models with infinitely long-range hopping terms, possessing a whole phase of fractal extended states, squeezed between Anderson-localized and ergodic phases [5]. Another example demonstrates a separation of phases with an entire multifractal subband emerging in a single-particle system with quasiperiodic "disorder" and short-range hopping under a generic periodic drive [6]. In both cases multifractal states are robust to perturbations and are found at a whole range of parameters.

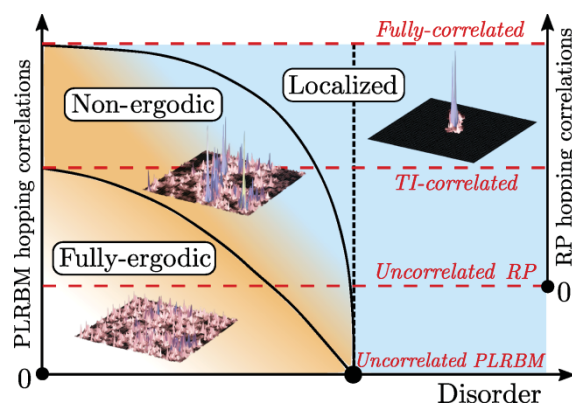


Fig. 1. Effect of correlations in long-range hopping on the Anderson localization transition (ALT). The increase of correlations in hopping sends the ALT to smaller values of disorder and stretches the critical point into a whole non-ergodic phase. Three-dimensional plots show exemplary spatial distributions of wavefunction intensities in corresponding localized, nonergodic, and fully-ergodic phases. The levels of uncorrelated, TI-correlated and fully correlated model are shown by dashed red lines for both families of considered models.

Main results

Recently, the standard picture of ALT [3, 4] has been also argued from another perspective. There have been reported [7-10] several counterintuitive examples of single-particle systems with long-range hopping, where almost all states are (at least power-law) localized even in a nominally ergodic regime, where the standard locator expansion breaks down [3, 4]. Some of these "new" models demonstrate critical behavior [7, 8] for disorder strengths below the ones at the ALT [3, 4]. In the other ones [9, 10, 11] wave-function spatial decay rates obey a "mysterious" duality [10] mapping different powers of power-law bending [4]. The seminal pa-

per on second-type models [12] has been unnoticed until recently.

What is the striking difference between the standard long-range models [3-5] and the new ones [7-12]? The systems [7-12] belong to a new universality class where correlations of hopping terms play a significant role in the localization properties.

In my talk I address this intriguing question. I present a general approach applicable to all such models and uncover the role of correlations and the origin of the duality [13]. This method is based on the localization-delocalization principles both in the coordinate and in the momentum space. I will show that the Mott's criterion [14] (which is shown to be the *sufficient* criterion of ergodic delocalization) and the Anderson criterion (which is shown to be the *sufficient* criterion of localization) are not complimentary. There is a gap between their regions of validity where the non-ergodic extended phases [5] and the novel correlation-induced localization may occur. To illustrate the above mentioned principles I will consider the models either with infinitely-long range hopping [5, 7, 8] or with power-law decaying ones [3, 4, 9 - 12]. The well-known example of the latter class is the power-law random banding matrices (PLRBM). The former class is represented by the Rosenzweig-Porter (RP) model [5] demonstrating a whole fractal phase already in the uncorrelated limit.

Furthermore, we extend the above mentioned models by a new class that bridge between the models with uncorrelated hopping and those with fully correlated ones, see fig. 1. These are the models with translation-invariant (TI) long-range hopping terms which allow one to apply the above mentioned principles both in the coordinate and momentum spaces completing their phase diagrams.

A remarkable feature of these random TI models is the presence of the Poisson spectral statistics within the delocalized phase, see fig. 1. This goes against the common wisdom that the Poisson statistics signals of localization. The reason for such a behavior is that the Poisson spectral statistics emerges in the parameter region where the states in the coordinate space are, indeed, extended and weakly ergodic but those in the momentum space are localized. The common wisdom assumes by default that the states in momentum space are always chaotically extended. The TI models introduced in this paper constitute a class of models where this assumption fails.

We acknowledge D.N. Aristov, A.L. Burin, R. Moessner and A.S. Ovchinnikov for stimulating discussions. P. N. appreciates warm hospitality of the Max-Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Dresden, Germany, extended to him during his visits when this work was done. P. N. acknowledges funding by the RFBR, Grant No. 17-52-50013, and the Foundation for the Advancement to Theoretical Physics and Mathematics BASIS Grant No. 17-11-107. I. M. K. acknowledges the support of German Research Foundation (DFG) Grant No. KH-425/1-1 and the Russian Foundation for Basic Research. V.E.K. is grateful to KITP of University of California at Santa Barbara where the final part of this research was done. The support by the National Science Foundation under Grant No. NSF PHY-1748958 is greatly appreciated.

Литература

1. P.W. Anderson // Phys. Rev. **109**, 1492 (1958).
2. F. Evers and A. D. Mirlin // Rev. Mod. Phys. **80**, 1355 (2008).
3. L.S. Levitov // Europhy. Lett. **9**, 83 (1989); Phys. Rev. Lett. **64**, 547 (1990).
4. A.D. Mirlin, Y.V. Fyodorov, F.-M. Dittes, J. Quezad and T.H. Seligman // Phys. Rev. E **54**, 3221 (1996).
5. V.E. Kravtsov, I.M. Khaymovich, E. Cuevas, M. Amini // New J. Phys. **17**, 122002 (2015).
6. S. Roy, I.M. Khaymovich, A. Das, R. Moessner // SciPost Phys. **4**, 025 (2018).
7. H.K. Owusu, K. Wagh and E.A. Yuzbashyan // J. Phys. A: Math. Theor. **42**, 035206 (2009).
8. A. Ossipov // J. Phys. A **46**, 105001 (2013).
9. G.L. Celardo, R. Kaiser and F. Borgonovi // Phys. Rev. B **94**, 144206 (2016).
10. X. Deng, V.E. Kravtsov, G.V. Shlyapnikov and L. Santos // Phys. Rev. Lett. **120**, 110602 (2018).
11. A.L. Burin and L.A. Maksimov // JETP Lett. **50**, 338 (1989).
12. J.T. Cantin, T. Xu and R.V. Krems // Phys. Rev. B **98**, 014204 (2018).
13. P.A. Nosov, I.M. Khaymovich, V.E. Kravtsov, arXiv: 1810.01492.
14. N.F. Mott // Phil. Mag. **13**, 989 (1966).

Сверхпроводящий ток в гибридных меза-структурах с прослойкой из иридата, обладающего сильным спин-орбитальным взаимодействием

Г.А. Овсянников^{1#}, К.И. Константианя¹, А.В. Шадрин^{1,2}, А.М. Петржик¹,

Ю.В. Кислинский¹, G. Cristiani³, G. Logvenov³

¹ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11, стр. 7, Москва, 125009.

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный 141701.

³ Max Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany.

#gena@hitech.cplire.ru

Экспериментально исследован сверхпроводящий ток в гибридных меза-структурах Nb/Sr₂IrO₄/YBa₂Cu₃O_x микронных размерах с толщиной прослойки 5 – 7 нм. В качестве прослойки использовался материал с сильным спин-орбитальным взаимодействием Sr₂IrO₄, проявляющий свойства антиферромагнитного изолятора. Критический ток меза-структуры возрастал с понижением температуры пропорционально напряжению щелевой особенности пленки Nb на зависимости проводимости меза-структуры от напряжения. При воздействии электромагнитного излучения миллиметрового диапазона частотой f_e наблюдались ступени Шапиро при напряжениях $V_{nm} = (n/m)hf_e/2e$ при кратных ($m=1$), так и при дробных значениях n/m , что свидетельствует о наличии второй гармоники ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока меза-структуры. Пик проводимости при малых напряжениях указывает на возникновение состояний с малой энергией на границе Sr₂IrO₄/YBa₂Cu₃O_x.

Введение

Оксиды 5d переходных металлов (в частности иридата) вызывают значительный интерес из-за возникновения в них сильного спин-орбитального взаимодействия (SOI), которое сосуществует наряду с электрон-электронным взаимодействием. В 5d переходных металлах $E_{SO} \sim 0.4$ В в несколько раз превышает E_{SO} 3d переходных металлов. E_{SO} оксидов с 5d переходными металлами сравнима с энергией электронных корреляций $U \sim 0.5$ eV. Гетероструктуры сверхпроводящих купратов и иридатов стронция, характеризующихся сильным спин-орбитальным взаимодействием (SOI) привлекают повышенный интерес из-за ряда теоретически предсказанных эффектов, приводящих, в частности, к возникновению вейлевских краевых состояний [1] и спин-триплетного спаривания [2]. В работе [3] сообщалось о влиянии барьерной прослойки из тяжелого металла Pt с сильным SOI на увеличение сверхпроводящего тока за счет возникновения спин-триплетной компоненты в прослойке между двумя сверхпроводниками. В настоящей работе представлены результаты изготовления и исследования гетероструктур с эпитаксиальной границей раздела между купратным сверхпроводником YBa₂Cu₃O_x и иридатом стронция Sr₂IrO₄ – материала с сильным

SOI и обладающим свойствами слэтеровского антиферромагнитного изолятора [4].

Меза-структуры и их характеристики

Эпитаксиальная пленка YBa₂Cu₃O_x напылялась непосредственно на подложку при 830°C и давлении кислорода 0.5 mbar, последующая пленка Sr₂IrO₄ напылялась в атмосфере аргона при давлении 0.5 mbar и температуре 700 °C. После охлаждения в той же камере напылялась пленка золота. Верхняя сверхпроводящая пленка ниобия (Nb) напылялась магнетронным методом поверх гетероструктуры. Меза-структуры с размерами в плане 10×10 – 50×50 мкм² и толщиной пленки Sr₂IrO₄ 5 или 7 нм изготавливались с использованием фотолитография, ионно-плазменная и ионно-лучевое травление..

Измерялись магнитно-полевые характеристики и ступени Шапиро в миллиметровом диапазоне электромагнитных волн. В данном сообщении будут обсуждаться в основном результаты для МС с прослойкой $d=7$ нм и размерами 40×40 мкм².

На рис. 1 представлены ВАХ и зависимость от напряжения дифференциального сопротивления $R_D = dV/dI$ МС с критическим током $I_C = 6$ мкА и

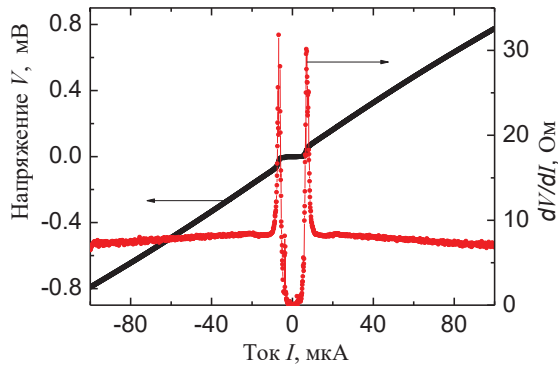


Рис. 1. ВАХ и дифференциальное сопротивление МС с прослойкой $d=7$ нм размерами 40×40 мкм², $T=4.2$ К

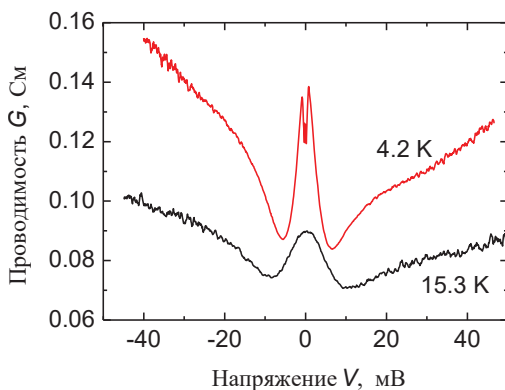


Рис. 2. Проводимость dI/dV МС при $T=4.2$ К и при температуре выше критической температуры пленки Nb

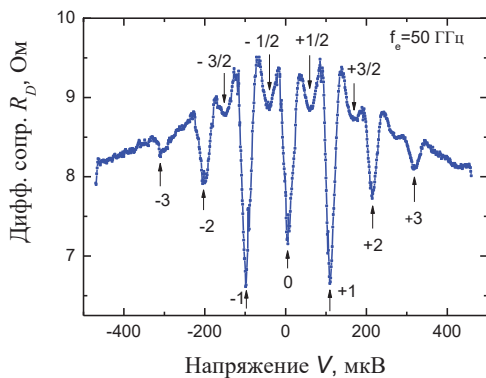


Рис. 3. Цифрами отмечены номера ступеней Шапиро на зависимости $R_D(V)$, снятой при воздействии электромагнитным облучением на частоте 50 ГГц, $T=4.2$ К

нормальным сопротивлением $R_N = 7,1$ Ом. Из зависимостей $R_D(V)$, снятых в более широком диапазоне напряжений, чем на рис. 1, были получены значения напряжений V_A для щелевых особенностей, обусловленные пленкой Nb в МС. Температурные зависимости $V_A(T)$ и $I_C(T)$ в целом следовали теоре-

тическим для БКШ-сверхпроводника. При воздействии на МС магнитным полем H в диапазоне до $2 \Phi_0$ наблюдался центральный пик $I_C(H)$, более узкий, чем на фраунгоферовой зависимости, рассчитанной для джозефсоновского туннельного перехода с той же геометрией. Судя по ВАХ, МС с барьерной прослойкой из Sr_2IrO_4 демонстрирует свойства джозефсоновского перехода с непосредственной проводимостью. Однако оценка величины сопротивления Sr_2IrO_4 прослойки, демонстрирующая рост с понижением температуры, существенно превышает полученные значения R_N . Более того, как видно из рисунка 2, МС демонстрирует одновременно рост проводимости при $V > 20$ мВ, что типично для туннельных переходов и пик при $V=0$ мВ, при температуре значительно выше критической температуры верхнего электрода из Nb, что присуще уже контактам сверхпроводника с нормальным металлом. Другой особенностью МС является наличие дробных ступеней Шапиро, что видно из рисунка 3.

Оценка величины 2-й гармоники I_2 в сверхпроводящей ток-фазовой зависимости $I = I_1 \sin \varphi + I_2 \sin 2\varphi$ полученной из анализа экспериментальных осцилляционных функций ступеней Шапиро с $n/m=1$ и $1/2$ дало значение $I_2/I_1 \approx 0,3$. При этом вклад в I_2 из-за d-волновой симметрии $YBa_2Cu_3O_x$ электрода менее 10^{-3} . Заметим также, что и осцилляционные зависимости амплитуд ступеней Шапиро от мощности электромагнитного облучения, и $I_C(H)$ имели нулевые минимумы, что свидетельствует об отсутствии закороток в МС. Одним из возможных объяснений наблюдаемых явлений в МС может оказаться образование на границе $Sr_2IrO_4/YBa_2Cu_3O_x$ переходного слабо магнитного слоя с металлической проводимостью.

Авторы благодарны А.В. Зайцеву за полезные обсуждения. Работа частично поддержана Президиумом РАН и проектом РФФИ 19-07-00274.

Литература

1. Y. Chen, and H.-Y. Kee // Phys. Rev. B, V. 97, 085155 (2018).
2. M. Horsdal, T Hyart // Sci. Post Phys. V 3, 041 (2017).
3. N. Satchell, N. Birge // Phys. Rev. B, V. 97, 214509 (2018).
4. V. Singh, J. Pulikkotil // arXiv:1812.06241v1 (2018).

Неравновесный сверхток в планарных SNFS структурах со спиновой инжекцией

Г.А. Пензяков^{1,*}, Т.Е. Голикова^{1,§}, D. Beckmann², И.Е. Батов¹, В.В. Рязанов¹

¹ Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

² Institute of Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology.

*penzyakov@phystech.edu, §golt2@list.ru

Экспериментально исследован сверхпроводящий транспорт в планарных субмикронных джозефсоновских контактах Al-Cu/Fe-Al в условиях спиновой инжекции в область слабой связи контакта. Обнаружена немонотонная зависимость критического тока от тока инжекции, которая объясняется переходами между 0 и π состояниями в джозефсоновских структурах, возникающими вследствие как подавления наведенной сверхпроводимости в N слое за счет эффекта близости с ферромагнетиком, так и инжекции спин-поляризованного тока. Экспериментально исследованы также особенности на дифференциальном сопротивлении исследуемых структур в присутствии спиновой инжекции и внешнего магнитного поля.

Введение

Джозефсоновские контакты с инверсным токофазовым соотношением $I = -I_c \sin \varphi$, так называемые π-контакты, представляют значительный интерес и с фундаментальной, и особенно с практической точек зрения, по причине удобства включения такого типа контактов в устройства сверхпроводящей электроники, спинтроники и квантовой логики [1,2]. Первые экспериментальные работы по созданию π-контактов были выполнены на макроскопических сэндвичных структурах SFS [3]. В мезоскопическом же масштабе был предложен [4] и реализован [5] контролируемый π-контакт на основе SNS структур. Недавно теоретически были подробно изучены новые типы планарных мезоскопических структур на основе джозефсоновских контактов с использованием ферромагнетиков (SNFS) [6]. В нашей работе экспериментально был исследован один из таких контактов с дополнительными электродами.

Эксперимент

Структуры SNFS были изготовлены методом электронной литографии на двойном резисте и последующего теневого осаждения в сверхвысоковакуумной установке за один вакуумный цикл. Сначала осаждался слой железа (F) с толщиной $d_F=10$ нм, затем, под вторым углом, слой меди (N) с толщиной $d_N=30$ нм (структуры А) или 60 нм (Структуры В), после чего под третьим углом осаждался слой алюминия (S) толщиной $d_S=100$ нм. Геометрические размеры всех структур были одинаковыми. Субмикронная полоска железа использовалась для

инжекции спин-поляризованного тока. Изображение исследуемой структуры, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), приведено на рис. 1.

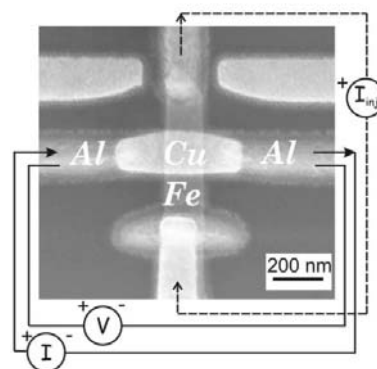


Рис. 1. СЭМ-изображение одной из структур Al-Cu/Fe-Al и схема измерений

Транспортные измерения проводились при помощи стандартной 4-х точечной схемы измерения, при этом ток инжекции через Fe-электрод подавался перпендикулярно (рис.1), при низких температурах вплоть до 0.3 К и в экранированном криостате, содержащем сверхпроводящий соленоид. Для подавления электромагнитных шумов применялись RC-фильтры, установленные в измерительных DC-линиях.

Результаты

Джозефсоновский сверхток при 0.3 К наблюдался для структур типа А ($d_N = 60$ нм). По сравнению с аналогичным SNS контактом (Al-Cu-Al) критический ток SNFS контакта сильно подавлен. Основным экспериментом состоял в измерении вольт-амперных характеристик SNFS контакта, из кото-

рых определялось значение критического тока I_c , при различных значениях инжекционного тока I_{inj} . Основным результатом является обнаружение немонотонной зависимости I_c от I_{inj} (рис. 2). Два локальных минимума проявляются при $I_{inj}(1) = -0.25$ мкА и $I_{inj}(2) = 1.4$ мкА. Этот эффект связан с переходами между 0- и π -состояниями SNFS контакта. Стоит отметить, что различные типы SNFS контактов могут находиться в π -состоянии и без приложенного тока, согласно [6]. В нашем случае возможны два механизма формирования π -состояния: спиновая инжекция в N слой приводит к дополнительному ослаблению наведенной сверхпроводимости, и наличие инжекционного тока меняет функцию распределения в контакте [5].

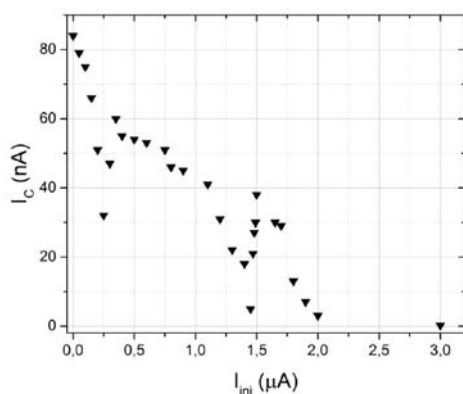


Рис. 2. Критический ток I_c структуры A-S1 Al-Cu/Fe-Al в зависимости от тока инжекции I_{inj} при температуре 0.3 К

Спиновая инжекция оказывает влияние также и на другие сверхпроводящие свойства исследуемых структур SNFS. Измерения дифференциального сопротивления для всех типов структур А и В показали наличие раздвоенной особенности ΔV при напряжениях вблизи сверхпроводящей щели. Введение инжекционного тока приводит к дальнейшему увеличению расщепления при увеличении I_{inj} для всех измеренных структур. То, что раздвоенная особенность связана с наличием F было показано измерениями дифференциального сопротивления в магнитном поле в плоскости структуры. При внешнем магнитном поле, равном коэрцитивному полю F, двойная особенность переходит в одинарную, по аналогии с [7].

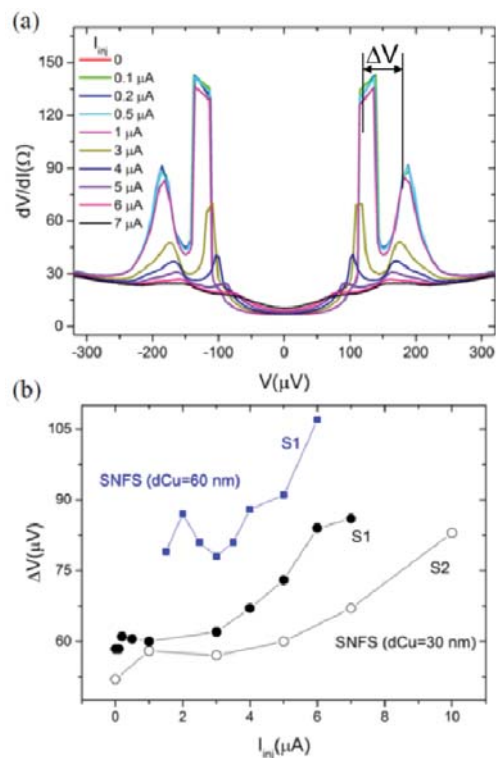


Рис. 3. (а) Зависимость дифференциального сопротивления dV/dI от напряжения V для разных значений тока инжекции I_{inj} для образца В-S1 при температуре 0.4 К. (б) Зависимость расщепления ΔV от тока инжекции при температуре 0.4 К для образцов А-S1, В-S1 и В-S2

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 17-02-00933.

Литература

1. T. Yamashita, S. Takahashi and S. Maekawa // Appl. Phys. Lett. 88, 132501 (2006).
2. A.K. Feofanov, V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov et al. // Nature Physics 6, 593–597 (2010)
3. V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, AYu. Rusanov et al. // Phys. Rev. Lett. 86, 2427 (2001)
4. F.K. Wilhelm, G. Schön and A.D. Zaikin // Phys. Rev. Lett. 81, 1682-1685 (1998).
5. J.J.A. Baselmans, A.F. Morpurgo, B.J. van Wees et al. // Nature 397, 43 (1999).
6. T.Yu. Karminskaya, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov et al. // Physical Review B, 81 (21), 214518 (2010).
7. T.E. Golikova, F. Hübner, D. Beckmann et al. // Phys. Rev. B 86, 064416 (2012).

Экспериментальное наблюдения влияния близости магнитного диэлектрика на сверхпроводящий переход ниобия

Г.А. Пензяков[§], Л.С Успенская *

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432..

*uspenska@issp.ac.ru, §penzyakoff@gmail.com

В работе представлены результаты экспериментального исследования проявлений спин-орбитального взаимодействия в гибридных структурах сверхпроводник/магнитный диэлектрик. Обнаружено изменение вида температурной зависимости сопротивления сверхпроводника из-за близости магнитного диэлектрика: подавление T_c и ориентационно-зависящее расширение перехода. Показана зависимость эффектов от направления тока в сверхпроводнике и направления намагниченности диэлектрика. Продемонстрировано значительное изменение сопротивления структур при вращении слабого, порядка 10 Э , магнитного поля в плоскости пластины.

Введение

Известно, что в планарных гибридных структурах ферромагнитный диэлектрик / сверхпроводник $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Nb}$, $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}/\text{Nb}$ температура сверхпроводящего перехода T_c^{Nb} подавляется за счет распаривания куперовских пар при отражении от намагниченной поверхности и за счет прямого влияния магнитных полей рассеяния над ферромагнетиком [1,2]. Однако введение под сверхпроводник магнитной доменной границы уменьшает подавление T_c^{Nb} , образуя сверхпроводящий тоннель [3]. В данной работе сообщается о влиянии направления плоскостной намагниченности ферромагнитного диэлектрика иттрий-желе-зистого граната (ИЖГ, $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$), на смещение T_c^{Nb} и на изменение вида зависимости сверхпроводящего перехода ниобия. Эффект приводит к тому, что прикладывая магнитное поле величиной всего несколько Эрстед в плоскости пластины, т.е. вращая намагниченность в плоскости пластины, удается получать гигантское изменение сопротивления структур за счет смещения температуры перехода.

Эксперимент

Эксперименты проводились на пленках ниобия толщиной 10 нм , магнетронно-распыленных на (110) пленки ИЖГ с плоскостной намагниченностью. Без магнитного поля пленки ИЖГ были в монодоменном состоянии с намагниченностью, направленной вдоль одного из направлений $\langle 111 \rangle$, и лишь на краях имелись замыкающие домены, длина которых была много меньше размеров плен-

ки. Для измерения сопротивления 4-х точечным методом на бислойных пленках методом взрывной литографии формировались Г-образные структуры ниобия, одна из сторон которых была ориентирована вдоль направления легкой оси пленки ИЖГ, а вторая - перпендикулярна к ней, рис. 1.

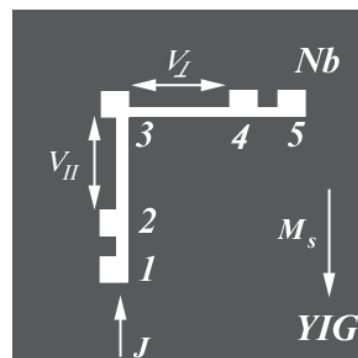


Рис. 1. Схема структуры для измерения сопротивления: на пленке ИЖГ (темный квадрат) вдоль направления намагниченности и перпендикулярно к нему расположена Г-образная структура ниобия (светлые полосы) с контактными площадками. Ток J подается между контактами 1 и 5, напряжение измеряется между контактами 2-3 – $V_{||}$ и 3-4 – V_{\perp} .

Ширина полос ниобия равнялась 20 мкм , длина была $\sim 4 \text{ мм}$. Размер структур был значительно меньше размера пленки граната, поэтому замыкающие домены находились вне структуры, а стороны структур 1-3 и 3-5 располагались над одним и тем же магнитным доменом. Таким образом обеспечивалась возможность одновременного измерения сопротивления ниобия для двух ориентаций направления протекания тока: вдоль и поперек направле-

ния намагниченности. В одном цикле с изготовлением структур $Y_3Fe_5O_{12}/Nb$ изготавливались аналогичные структуры ниобия на кремниевых подложках, $Si/SiO_2/Nb$, на которых проводились контрольные эксперименты. Измерения проводились с использованием тока 3 мкА, что соответствовало небольшой плотности тока, 1.5×10^3 А/см².

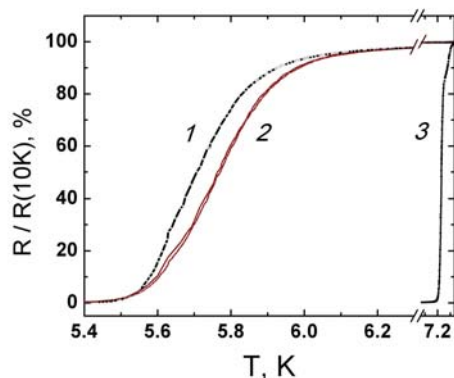


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления структуры Nb/ИЖГ (кривые 1 и 2) и аналогичной структуры Nb/Si (кривая 3) в процентах от сопротивления, измеренного при 10 К. Кривые (1) и (2) соответствуют параллельному и перпендикулярному к плоскостной намагниченности граната протеканию тока. Ось X прервана между 6.3 и 7.15 К

На рис. 2 показаны экспериментально полученные температурные зависимости сопротивления $R(T)$ одной из структур. Видно, что близость магнитного диэлектрика смещает переход в сторону меньших температур примерно на 1.5 градуса, что составляет $\sim 25\%$ от T_c^{Nb} . Сам переход становится значительно шире, на структуре Si/Nb ширина перехода $\delta T_1 \sim 0.02$ градуса, на структуре $Y_3Fe_5O_{12}/Nb$ ширина перехода $\delta T_2 \sim 0.5$ градуса. При этом в области уменьшения сопротивления от 100% до 25% зависимости $R(T)$ подобны. Таким образом, в области температур 5.6 - 6.0 К при повороте намагниченности внешним магнитным полем величиной всего несколько Эрстед происходит переход по сопротивлению между кривыми 1 и 2, т.е. сопротивление структуры изменяется на 10 - 50%.

Итак, экспериментально наблюдается, что ферромагнитный диэлектрик уменьшает температуру сверхпроводящего перехода сверхпроводника и уширяет переход. При этом подавление сверхпроводимости зависит от направления тока относительно направления намагниченности. Подавление сверхпроводимости в структуре ИЖГ/Nb можно ожидать из-за разрушения купперовских пар при отражении от намагниченной поверхности, как это наблюдалось в [1,2], но такое влияние не зависит от направления намагниченности в плоскости

структуры. Если на интерфейсе сверхпроводник / магнетик существует неоднородное обменное поле [4], то оно может подавлять сверхпроводимость на некоторой глубине от интерфейса. Но этот эффект не зависит от направления намагниченности в плоскости структуры и происхождение такого поля не очевидно, поскольку намагниченность граната лежит в плоскости пластины. Электрический ток, пропускаемый по структуре для измерения сопротивления, конечно, создает магнитное поле, которое гипотетически могло бы изменять магнитную доменную структуру и даже создавать магнитные доменные границы под сверхпроводником. Но при плотности тока $\sim 1.5 \times 10^3$ А/см² это поле не превышает 0.1 Э, что явно недостаточно для изменения структуры. И даже если бы поле было на 2 порядка больше, т.е. превосходило бы коэрцитивность гранатовой пленки при низкой температуре ($H_c \sim 2$ Э), то оно создавало бы одинаковые домены вдоль краев обеих полос, по которым протекает ток, т.е. оказывало бы одинаковое влияние на сверхпроводящий переход и в полоске сверхпроводника, ориентированной вдоль намагниченности, и в поперечной полоске. Но наличие спин-орбитальной связи вблизи интерфейса, как и нарушение симметрии на поверхностях сверхпроводника [5,6] могут приводить к зависимости сопротивления от направления тока относительно намагниченности.

Работа выполнена в ИФТТ РАН при частичной поддержке проектами РФФИ № 17-02-01270, № 19-02-00316.

Литература

1. S.K. Upadhyay, A. Palanisami, R.N. Louie, R.A. Buhrman // Phys. Rev. Lett. 81, 3247 (1998).
2. Z.Yang, V.V. Moshalkov // J. Appl. Phys. 109, 083908 (2011).
3. A.Yu. Aladushkin, J. Fritsche, V.V. Moshalkov // Appl. Phys. Lett., 94, 222503 (2009).
4. Y.M. Xiong, S. Stadler, P.W. Adams, G. Gatelani // Phys. Rev. Lett., 106, 247001 (2011)
5. V.M. Edelstein // Solid State Communications, 73, 233 (1990),
6. V.M. Edelstein // J. Phys.: Condens. Mat 8, 339 (1996).

Исследование особенностей нелинейного отклика структур сверхпроводник – нормальный металл MoN/Al методом ближнепольной СВЧ микроскопии

Е.Е. Пестов^{1,2,*}, Ю.Н. Ноздрин¹, В.В. Рогов¹, Д.Ю. Водолазов¹

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*pestov@ipmras.ru

С помощью метода ближнепольной СВЧ микроскопии исследована температурная зависимость мощности третьей гармоники структур сверхпроводник - нормальный металл MoN/Al при различных толщинах слоя Al. На температурной зависимости нелинейного СВЧ отклика таких структур обнаружен дополнительный максимум нелинейности, связанный с эффектом близости в слое нормального металла. Кроме этого, при малых уровнях мощности СВЧ сигнала обнаружено зануление сигнала мощности третьей гармоники структур MoN/Al при температурах ниже критической температуры сверхпроводящего перехода.

Введение

Хорошо известно, что в случае частично или полностью прозрачной границы сверхпроводник-нормальный металл (SN) куперовские пары из сверхпроводника могут проникать в нормальный металл на конечное расстояние. Это явление называется эффектом близости. В этом случае в пленке нормального металла возникает индуцированная сверхпроводимость, которая принимает участие в экранировании приложенного постоянного или переменного магнитного поля. В последнее время экранирующие и транспортные свойства двухслойных SN-структур изучались экспериментально при низких температурах и слабых магнитных полях [1]. В этих работах было показано улучшение линейных сверхпроводящих свойств сверхпроводника при увеличении толщины слоя металла. Однако в настоящее время сравнительно мало экспериментальных работ посвященных проблеме нелинейного отклика SN структур. Поэтому исследование нелинейного СВЧ отклика интересно с точки зрения изучения механизмов нелинейности таких структур, поскольку нелинейные свойства несут информацию о природе сверхпроводящего состояния.

Экспериментальные результаты

В данной работе с помощью метода ближнепольной СВЧ микроскопии [2,3] были проведены исследования нелинейных свойств SN структур MoN/Al.

Этот метод основан на регистрации нелинейного СВЧ отклика с помощью зонда индуктивного типа. Зонд представляет собой тонкую медную проволочку закорачивающую внутренний и внешний проводники коаксиального кабеля. Частота первой гармоники в эксперименте была равна 472 МГц. Максимальный уровень падающей мощности на частоте первой гармоники при измерениях был порядка 100 мВт.

С помощью данного метода мощность отраженного сигнала на частоте третьей гармоники $P_{3\omega}$ измерялась в зависимости от T при различных уровнях СВЧ мощности. Сверхпроводящие структуры MoN/Al были выращены методом магнетронного распыления. Толщина слоя нитрида молибдена составляла $d_{\text{MoN}} \cong 22$ нм, а толщина слоя алюминия d_{Al} варьировалась в диапазоне от 16 до 100 нм.

Как было показано ранее, температурная зависимость нелинейного СВЧ отклика низкотемпературных сверхпроводников имеет вид максимума вблизи критической температуры перехода [2,3]. В случае пленок MoN температурная зависимость демонстрирует один пик нелинейности при температуре $T_c \cong 8.3$ К. Для структур MoN/Al сдвиг критической температуры обусловленный слоем металла имеет малую величину $T_c \cong 1$ К, поскольку величина длины когерентности $\xi_s = 6$ нм для пленок MoN [1] много меньше ее толщины.

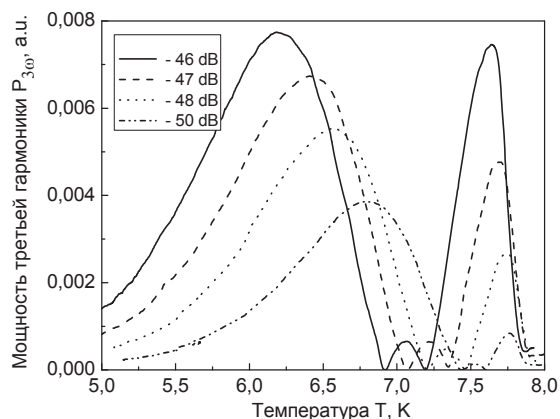


Рис. 1. Температурная зависимость мощности третьей гармоники при различных СВЧ мощностях SN структур MoN/Al. Толщина слоя алюминия составляет 100 нм

На рис. 1 показана температурная зависимость мощности третьей гармоники SN структур MoN/Al при различных СВЧ мощностях при толщине слоя алюминия 100 нм. Как видно из рис. 1, в отличие от сверхпроводящей пленки MoN для структуры MoN/Al на $P_{3\omega}(T)$ наблюдается дополнительный низкотемпературный максимум нелинейности.

Также следует отметить, что при меньших толщинах алюминия температурная зависимость $P_{3\omega}(T)$ имеет также два максимума нелинейности. Наличие дополнительного максимума на $P_{3\omega}(T)$ SN структур связано, по нашему мнению, с наведенной сверхпроводимостью в слое алюминия. Кроме этого, как видно из рис. 1, при толщине алюминия 100 нм при температурах ниже критической температуры сверхпроводящего перехода наблюдается зануления мощности третьей гармоники.

На рис. 2 показана температурная зависимость мощности третьей гармоники для структуры MoN/Al в присутствии внешнего постоянного перпендикулярного магнитного поля. Из рис. 2 видно, что амплитуда низкотемпературного максимума нелинейности довольно сильно подавляется слабым магнитным полем порядка 50 Гс. В то же время, амплитуда максимума нелинейности расположенный вблизи T_c уменьшается в этих полях незначительно. С другой стороны, при приложении внешнего постоянного магнитного поля зануления мощности третьей гармоники SN структур исчезают (рис. 2).

Мы считаем, что внешнее перпендикулярное магнитное поле разрушает куперовские пары в слое алюминия и уменьшает нелинейный СВЧ отклик, обусловленный наведенной сверхпроводимостью. Таким образом, нелинейный отклик вблизи T_c , по нашему мнению, обусловлен нелинейными свойствами пленки MoN, а при более низких температурах связан с эффектом близости в слое металла. Также следует отметить, что природа зануления мощности третьей гармоники в SN структурах нам до конца не ясна, поэтому для ее объяснения необходимы детальные теоретические расчеты в рамках различных механизмов нелинейного СВЧ отклика.

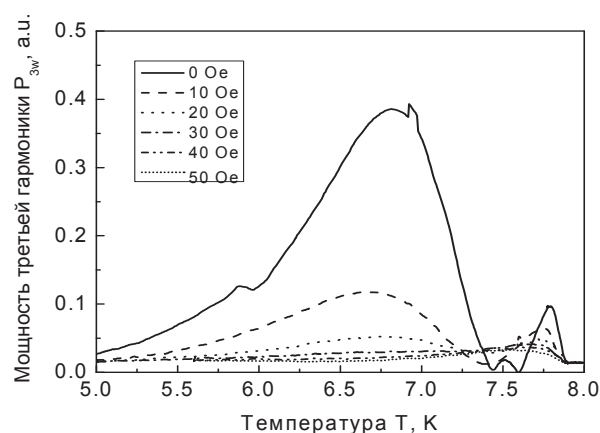


Рис. 2. Температурная зависимость мощности третьей гармоники в различных магнитных полях SN структуры MoN/Al при толщине слоя алюминия 100 нм. Уровень СВЧ мощности $P_{\omega} = -50$ dB

Авторы благодарят за частичную поддержку грант РФФИ № 18-02-00912 и № 19-02-00528, грант РНФ № 15-12-10020 и программу фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости».

Литература

1. D.Yu. Vodolazov, A.Yu. Aladyshkin, E.E. Pestov et al. // Supercond. Sci. Technol., V. 31, 115004 (2018).
2. E. E. Pestov, Yu.N. Nozdrin, and V.V. Kurin // IEEE Trans. on Appl. Supercond., V. 11, 131 (2001).
3. А.Ю. Аладышкин, А.А. Андронов, Е.Е. Пестов и др. // Изв. Вузов. Радиофизика, Т. 46, 123 (2003).

Структура сверхпроводящего вихря вблизи плоского дефекта

В.Д. Пластовец^{1,*}, А.С. Мельников^{1,2}, А.И. Буздин³

¹ ННГУ им. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

³ University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France

*plastovec26@gmail.com

Работа посвящена теоретическому исследованию взаимодействия вихря с тонкой изолирующей прослойкой в объемном сверхпроводнике. В рамках Лондоновской модели в приближении большой прозрачности прослойки было получено решение для структуры магнитного поля вихря вблизи данной прослойки.

Введение

Несмотря на большое количество работ [1–3], посвященных теоретическому исследованию взаимодействия вихрей с различными дефектами, такими как плоскости двойникования, джозефсоновские контакты и различные отверстия, до сих пор не было исследовано поведение вихрей в сверхпроводниках вблизи плоскостей с произвольной прозрачностью для электронов. Анализ подобных систем представляет интерес для понимания экспериментов по визуализации вихрей в сверхпроводниках с плоскими протяженными дефектами в магнитном поле. Вблизи таких плоскостей можно ожидать наблюдения вихрей, имеющих вытянутую вдоль дефекта структуру, напоминающую классический Джозефсоновский вихрь.

Таким образом, возникает вопрос о влиянии барьера с конечной прозрачностью, имеющего вид тонкой плоскости в объемном сверхпроводнике, на распределение магнитного поля Абрикосовского вихря. Очевидно, что в предельных случаях вихрь имеет известную структуру – это либо решение Лондонов для одиночного вихря в случае нулевого барьера и решение типа Феррела-Прэйнджа в случае сильного барьера. Целью данной работы является получение решения для распределения магнитного поля вихря вблизи плоскости с конечной проницаемостью, которое будет соответствовать обоим приведенным выше предельным случаям.

Модель и метод решения

Рассмотрим бесконечный сверхпроводник, содержащий плоский изолятор толщиной много меньше длины когерентности $\xi(T)$, лежащий в плоскости

(y, z) при $x = 0$ с одиночным вихрем, имеющим степень свободы вдоль оси x .

Рассмотрим приближение слабого барьера, считая разность сверхпроводящих фаз на берегах плоского дефекта малой: $\theta_2 \simeq \theta_1 = \theta$. Уравнение Лондонов имеет вид:

$$\nabla \times B = \kappa^{-1} \nabla \theta - \vec{A} + \alpha j(x=0, y) \delta(x) \vec{x}_0. \quad (1)$$

Здесь $j = \kappa^{-1} \partial_x \theta - A_x$ – ток через прослойку, κ – параметр Гинзбурга-Ландау, $B = \nabla \times A$ – индукция магнитного поля, θ – фаза сверхпроводящего параметра порядка, α – параметр, характеризующий прозрачность барьера, длина выражена в единицах длины проникновения магнитного поля.

В таком случае, пользуясь теорией возмущения, можно получить поправку к магнитному полю $B \simeq B_0 + B_1$, считая ток в правой части (1) заданным из нулевого приближения как ток от вихря с $B_0(x, y)$, что соответствует $\alpha = 0$. Тогда очевидно, что добавка B_1 имеет порядок α .

Результаты и обсуждения

С помощью теории функций Грина возможно получить аналитическое выражение для $B(x, y)$. Задавая положение вихря относительно изоляционной плоскости x_0 , можно построить распределение магнитного поля в вихре (Рис. 1). На Рис. 2 представлены структуры одиночного вихря вблизи плоскости для различных значений параметра α .

На Рис. 2 видно, что по мере приближения вихря к плоскости структура линий уровня магнитного поля деформируется, вытягиваясь вдоль этой плоскости. Не зависимо от степени изоляции деформация

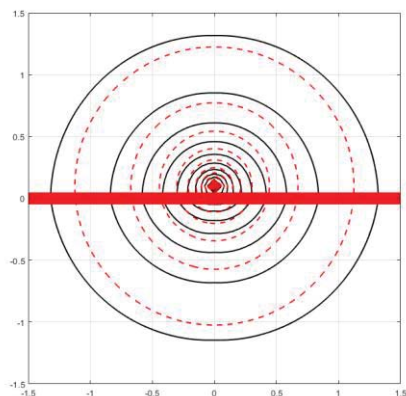


Рис. 1. Распределение магнитного поля вихря для $\alpha = 0.01$, $x_0 = 0.5$, $\kappa = 50$. Красной линией обозначена изоляционная прослойка. Черные линии соответствуют линиям уровня магнитного поля, пунктирная линия – линиям уровня решения для $\alpha = 0$

происходит качественно одинаково до тех пор, пока величина параметра α не выводит нас за рамки теории возмущения. Также стоит отметить, что в силу особенностей функций, входящих в решение для B , это решение расходится на малых расстояниях x_0 , поэтому данное описание годится лишь для расстояний $x_0 \gtrsim \kappa^{-1}$.

Работы нашего коллектива в данном направлении были поддержаны проектом Российского научного фонда № 17-12-01383, гранта развития теоретической физики Базис и гранта РФФИ № 18-02-00390.

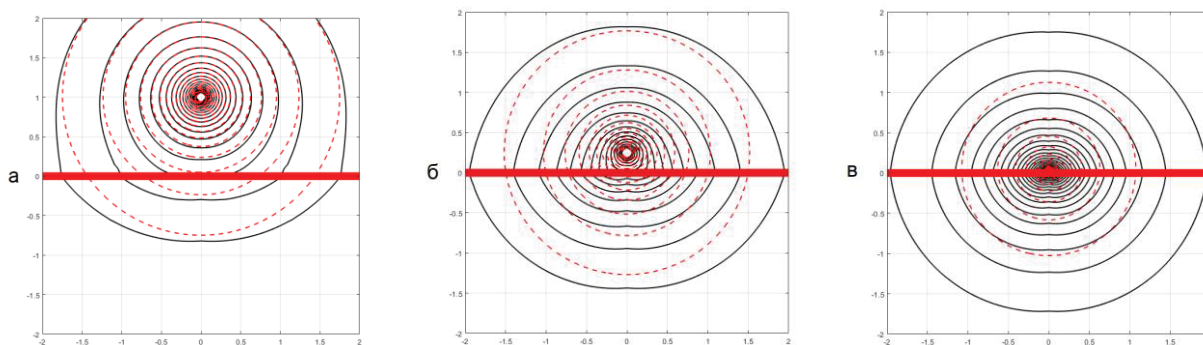


Рис. 2. Распределение магнитного поля вихря для $\alpha = 0.01$, $\kappa = 10$, а) $x_0 = 1$, б) $x_0 = 0.25$, в) $x_0 = 0.05$. Красной линией обозначена изоляционная прослойка. Черные линии соответствуют линиям уровня магнитного поля, пунктирные линии – линиям уровня решения для $\alpha = 0$

Литература

1. V.B. Geshkenbein, // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 94, 368-373 (1988).
2. A.A. Abrikosov, A.I. Buzdin, M.L. Kubic, D.A. Kuptsov // Supercond. Sci. Technol. 1, 260-268 (1989).
3. S. Mironov, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, Ph. Tamarat, B. Lounis, A. Buzdin // Phys. Rev. B **96**, 214515 (2017).

Искусственные сверхпроводниковые атомы в компланарных волноводах: сжатие микроволновых фотонов, резонансная флуоресценция и распад состояний

В.В. Погосов, А.А. Елистратов, А.М. Сатанин*

ВНИИА им. Н.Л.Духова, ул. Сущевская, 22, Москва, 101000, Россия

*sarkady@mail.ru

Рассмотрено излучение микроволновых фотонов искусственными джозефсоновскими атомами, инкорпорированными в сверхпроводниковые волноводные линии. Дан обзор последних экспериментов в данной области, включая ситуации, когда на вход линии подаются неклассические микроволновые фотоны, возбуждаемые параметрическими генераторами. Для описания излучения фотонов разработан подход, основанный на применении неэрмитовских гамильтонианов, который позволяет качественно правильно описать наблюдаемые эффекты.

В последнее время были созданы высокодобротные компланарные резонаторы и волноводные линии для микроволнового излучения. Особый интерес к таким системам обусловлен тем, что в них можно встраивать наномасштабные джозефсоновские переходы (искусственные атомы или кубиты) и осуществлять сильную связь внедренных атомов с микроволновым полем. Благодаря этому в подобных системах были изучены интересные нелинейные эффекты: сдвиг частоты Блоха-Зигерта, динамический эффект Штарка, триплет Моллоу, резонансная флуоресценция и многие другие. В недавней работе [1] сообщалось о наблюдении интересного нелинейно-оптического эффекта: *квантового четырехволнового смешения*, который был обнаружен в волноводной линии, сопряженной со сверхпроводниковым контуром (с четырьмя встроенными слабыми связями). Поскольку при выбранных параметрах существенно только два низколежащих уровня в спектре возбуждений джозефсоновских осцилляторов, то совокупность встроенных переходов в [1] работала как простая двухуровневая система – кубит, который, в свою очередь, характеризуется частотой перехода ω_q . На кубит по волноводной линии подавались импульсы микроволнового излучения, с частотами $\omega_{\pm} = \omega_0 \pm \delta\omega$, причем центральная частота микроволнового находится в резонансе с частотой перехода $\omega_0 = \omega_q$. При взаимодействии импульсов с кубитом происходила генерация фотонов с комбинационными частотами: $n\omega_{+} + m\omega_{-}$, при-

чем, в отличие от классического эффекта комбинационного смешения в нелинейной оптике [2], в комбинационном смешении учувствовало конечное число фотонов.

В представленной работе излагается теория квантового эффекта комбинационного смешения частот, которая основывается на использовании обобщенной модели Джейнса-Каммингса. Для учета движущихся импульсов выполнено каноническое преобразование, позволяющее ввести поле импульсов в гамильтониан Джейнса-Каммингса. Далее, совершая второе каноническое преобразование, мы устраняем резонансное возбуждение на центральной частоте, что позволяет свести систему к двум связанным бозонным полям.

В работе обсуждаются ситуации, когда на вход линии подаются неклассические микроволновые фотоны, генерируемые параметрическими генераторами. Для описания излучения фотонов разработан подход, основанный на применении неэрмитовских гамильтонианов, который позволяет качественно правильно описать наблюдаемые эффекты

Литература

1. A.Yu. Dmitriev, R. Shaikhaidarov, V.N. Antonov, T. Hönigl-Decrinis, O.V. Astafiev // Nature Communications, 8, 1352 (2017).
2. И.Р. Шен, Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.

Взаимодействие сверхпроводимости и ферроэлектричества посредством эффекта Джозефсона

И.Р. Рахмонов^{1,2*}, Ю.М. Шукринов^{1,3}, А. Плесеник⁴, Н.М. Щелкачев^{5,6}

¹ ЛТФ, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Российская Федерация.

² Физико-Технический институт им. С.У. Умарова, АН РТ, Душанбе, 734063 Таджикистан.

³ Государственный университет Дубна, Дубна, 141980.

⁴ Department of Experimental Physics, Comenius University, Bratislava, Slovakia

⁵ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау, РАН, Черноголовка, 142432, Российская Федерация.

⁶ Московский Физико-технический институт, Долгопрудный, 141701, Российская Федерация.

*rahmonov@theor.jinr.ru, ilhom-tj@inbox.ru

Исследована фазовая динамика джозефсоновского перехода с ферроэлектрическим барьером. При этом динамика джозефсоновского перехода описана на основе RCSJ-модели, а для описания ферроэлектрика использована теория Ландау-Девоншира. Рассчитана вольт-амперная характеристика и временная зависимость напряжения на переходе. Показано, что в результате резонанса джозефсоновских осцилляций с осцилляциями вектора поляризации в ферроэлектрике наблюдается рост амплитуды поляризации и на вольт-амперной характеристике возникает дополнительная ветвь.

Введение

Эффект Джозефсона, заключающийся в туннелировании куперовских пар между сверхпроводящими слоями, разделенными барьером (джозефсоновский переход), привлекает большой интерес в связи с перспективой использования в сверхпроводниковой электронике [1-2]. В качестве барьера рассматриваются диэлектрики, нормальные металлы, ферромагнетики, топологические изоляторы, нанопроволоки, и т.п., которые приводят к различным физическим явлениям, в частности, смещению разности фаз и проявлению майорановской моды [1-5]. В настоящей работе в качестве барьера использован ферроэлектрический слой. Проанализирована вольт-амперная характеристика ДП и динамика поляризационного заряда в ферроэлектрике.

Теоретическая модель

Поляризация ферроэлектрика P может быть найдена из условия экстремума свободной энергии на основе теории Ландау-Девоншира:

$$F[P] = F_0 + A \frac{P^2}{2} + B \frac{P^4}{2}, \quad (1)$$

где F_0 – свободная энергия при температуре Кюри, A и B стандартные параметры теории Ландау-Девоншира. Для описания динамики поляризации в ферроэлектрическом слое используется модель осциллятора во внешнем поле $F[P] - PV$, где V –

напряжение в ДП [6]. Уравнение динамики поляризации записывается в виде

$$m_{\text{eff}} \frac{d^2 P}{dt^2} + \gamma_P \frac{dP}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial P} + V, \quad (2)$$

где m_{eff} – параметр инерции, γ_P – параметр диссипации в ферроэлектрике. Нами для описания динамики джозефсоновского перехода с ферроэлектрическим барьером предлагается использовать RCSJ – модель, в которой ДП шунтирован индуктивностью L_p , емкостью C_p , и сопротивлением R_p . Эквивалентная схема представлена на рис. 1.

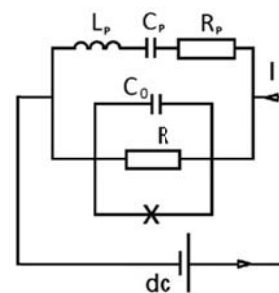


Рис. 1. Эквивалентная схема структуры сверхпроводник-ферроэлектрик-сверхпроводник

В этом случае полный ток через систему представляет сумму сверхпроводящего $I_s = I_c \sin \varphi$ и квази-частичного $I_{qp} = V / R_J$ токов, а также тока смещения $I_d = d(C_0 V + P) / dt$, где φ разность фаз в переходе, I_c , R_J и C_0 – критический ток, сопротивление и емкость джозефсоновского перехода, соответственно. Полная система уравнений, описыва-

ющая динамику ДП с ферроэлектрическим барьером, имеет вид

$$\begin{cases} \frac{dV}{dt} = I - \sin \varphi - \beta V - \frac{dq_1}{dt} \\ \frac{d\varphi}{dt} = V \\ L \frac{d^2 q_1}{dt^2} = V - \gamma \frac{dq_1}{dt} - \frac{q_1}{C_P[q_1]} \end{cases}, \quad (3)$$

где I – базовый ток, $\beta = 1/(\omega_p R_J C_0)$ – параметр диссипации, ω_p – плазменная частота ДП, $q_1 = P/q_0$ – поляризационный заряд, $q_0 = I_c / \omega_p$, $\gamma = \gamma_p V_0 / (\omega_p q_0)$ – параметр диссипации в ферроэлектрике, $L_P = m_{\text{eff}} V_0 / \omega_p^2 q_0$ – нормированная индуктивность, $C_P[q_1] = 1/(C_0 A + \alpha q_1^2)$ – нелинейная емкость, определяющиеся с параметром нелинейности α . В системе уравнений (3) время нормировано на плазменную частоту. В данной системе имеется собственная частота, которая определяется выражением $\omega = \sqrt{(1 + C_P) / L_P C_P}$.

Нами рассмотрен простейший случай, т.е., мы пренебрегаем диссипацией и нелинейностью в ферроэлектрике. Система уравнений (3) решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка. Все расчеты проведены при $C_P = 0.2$, $L_P = 1.5$, для которых соответствует резонансная частота $\omega = 2$.

Основные результаты

На рис. 2(a) представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ) джозефсоновского перехода. Расчет данной ВАХ проводился в три этапа изменения базового тока: а) увеличивался от $I = 0$ до $I_{\text{max}} = 1.5$ и уменьшался нулю; б) увеличивался от $I = 0$ до $I_{\text{max}} = 1.5$ и уменьшался до $I = 0.27$ и затем увеличивался до $I_{\text{max}} = 1.5$; в) увеличивался от $I = 0$ до $I_{\text{max}} = 1.5$ и уменьшался до $I = 0.79$ и затем еще раз увеличивался до $I_{\text{max}} = 1.5$. Рассчитанная ВАХ демонстрирует ветви при напряжениях $V = 2$ и $V = 4$, которые являются результатом резонанса джозефсоновских колебаний и колебаний поляризационного заряда, что приводит к возникновению среднего сверхпроводящего тока и уменьшению дифференциального сопротивления. При этих значениях напряжения частота Джозефсона совпадает с собственной частотой колебаний поляризационного заряда. С другой стороны, в результате данного резонанса нарастает амплитуда колебаний поляризационного заряда, что показано на рис. 2(b), где представлена зависимость максимальной амплитуды поляризационного заряда от

напряжения в ДП. Виден рост амплитуды поляризационного заряда при $\omega_J = \omega$ и $\omega_J = 2\omega$. Отметим, что в связи с малой диссипацией ДП, ВАХ демонстрирует гистерезис и поэтому на зависимости максимальной амплитуды от напряжения наблюдается только одна сторона резонансного пика, другая сторона показана пунктирной линией.

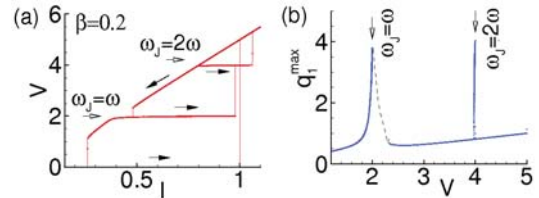


Рис. 2. (а) Вольт-амперная характеристика ДП с ферроэлектрическим барьером. Закрашенные стрелки указывают направления изменения базового тока, полые стрелки указывают резонансные ветви ВАХ; (б) Зависимость максимального поляризационного заряда от напряжения (частоты Джозефсона) в джозефсоновском переходе

Таким образом, нами продемонстрировано взаимодействие ферроэлектричества и сверхпроводимости посредством эффекта Джозефсона. Показано, что при совпадении джозефсоновской частоты и собственной частоты колебаний поляризации, в результате резонанса наблюдается рост амплитуды поляризационного заряда. В свою очередь, на ВАХ джозефсоновского перехода возникает резонансная ветвь.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 18-02-00318, 18-52-45011. Численные расчеты выполнены при поддержке гранта РНФ 18-71-10095.

Литература

1. К.К. Лихарев // Введение в динамику джозефсоновских переходов // Наука, Москва 1985.
2. A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev // Review of Modern Physics, 76, 411 (2004).
3. A. Buzdin // Phys. Rev. Lett., 101 107005 (2008).
4. L. Fu and C.L. Kane // Phys. Rev. Lett. 100, 096407 (2008).
5. A.Yu. Kitaev // Usp. Fiz. Nauk 171, 131 (2001).
6. S.A. Ktitorov, V.A. Trepakov, L. Jastrabik, L. Soukup // Ferroelectrics, 157, 387-392 (1994).

Исследование генерации BSCCO и YBCO джозефсоновских контактов

Л. Ревин^{1,2,*}, А. Панкратов^{1,2,§}, Е. Вopilкин¹, И. Ракуть², Д. Мастеров^{1,2}, А. Парафин¹, С. Павлов¹, С. Краев¹, С. Чурип¹, А. Яблоков^{1,2}, А. Гордеева^{1,2}, А. Чигинев^{1,2}, А. Благодаткин², В. Зброжек², И. Филькин², Д. Пиманов², Л. Кузьмин^{2,3}

¹ Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, 603950.

² Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, . 24, ГСП-41, 603950.

³ Чалмерский Университет Технологии, 41296 Гётеборг, Швеция

*rls@ipmras.ru, §alp@ipmras.ru

В ИФМ РАН изготовлены образцы ВТСП джозефсоновских контактов на основе планарных структур YBCO и слоистых сверхпроводников BSCCO. Структуры YBCO были изготовлены с помощью оригинального метода задающей маски. С помощью болометра на холодных электронах зарегистрировано излучение 50 микронного джозефсоновского перехода в частотном диапазоне от 50 до 800 ГГц. Одиночные мезаструктуры BSCCO изготовлены методом быстрого химического травления, что позволило получить структуры, имеющие толщины в несколько микрон. С помощью комнатного приемника зарегистрировано излучение порядка 0.1 мкВт на обратной ветке вольт-амперной характеристики.

Введение

Режим генерации бегущих волн является актуальной темой для низкотемпературных контактов, в то время, как для ВТСП он исследован слабо. В настоящее время вопрос изучения и создания генераторов субтерагерцового и терагерцового диапазонов на основе $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ (BSCCO) мезаструктур [1] и YBCO бикристаллических контактов [2] вызывает большой интерес исследователей. В данной работе приводятся результаты исследований образцов, изготовленных в ИФМ РАН.

Экспериментальные результаты

Для экспериментальных исследований были изготовлены образцы распределенных джозефсоновских контактов на основе YBCO плёнок на бикристаллических фианитовых подложках. Образцы изготовлены с помощью магнетронного напыления методом задающей маски [3,4]. На основе данной технологии изготовлены образцы джозефсоновских контактов длиной 50 мкм и толщиной 0.1-0.3 мкм.

В качестве примера на рис. 1 изображен фрагмент структуры джозефсоновских контактов с дипольными антеннами, рассчитанными для приема или излучения ГГц сигнала. В результате использованной технологии, часть осажденной пленки имела сверхпроводящие свойства (на рисунке изображена светлым цветом), а часть пленки представляла собой изолятор (темная область на рисунке).

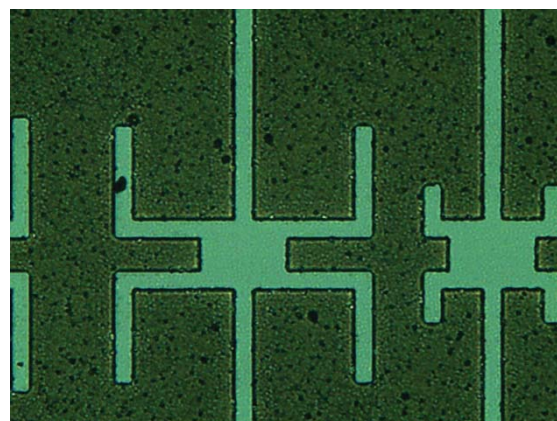


Рис. 1. Фотография джозефсоновских генераторов с разными дипольными антеннами

Для регистрации излучения длинного бикристаллического контакта использовался образец болометра на холодных электронах (БХЭ) [5]. На рис. 2 показан отклик болометра (поглощенная мощность) для двух режимов генерации: в отсутствие магнитного поля (классическая джозефсоновская генерация) YBCO и в режиме бегущих волн YBCO FFO, возникающих в длинных (больше λ_j) контактах под действием внешнего магнитного поля. Видно, что в режиме бегущих волн выросли мощность и полоса частот. Сравнивая вид амплитудно-частотной характеристикой БХЭ, полученной с помощью YBCO генератора и калиброванного генератора на основе лампы обратной волны (рис. 2), можно сделать вывод, что резонансы определяются в большей степени приемной системой.

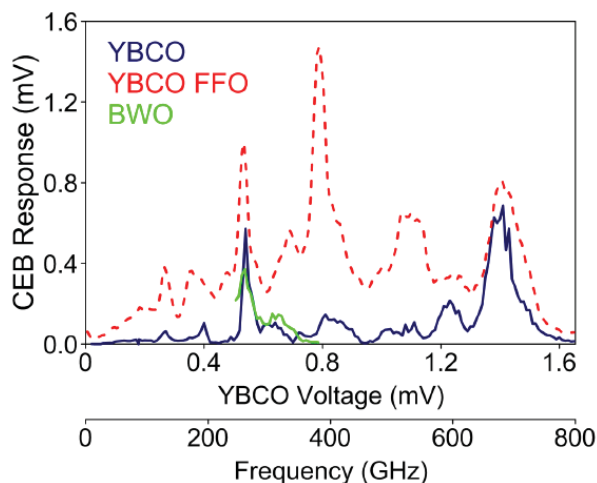


Рис. 2. Отклик болометра в зависимости от частоты излучения YBCO генератора. Представлен случай джозефсоновской генерации, режим бегущих волн и приведено сравнение с результатами, полученными с помощью лампы обратной волны

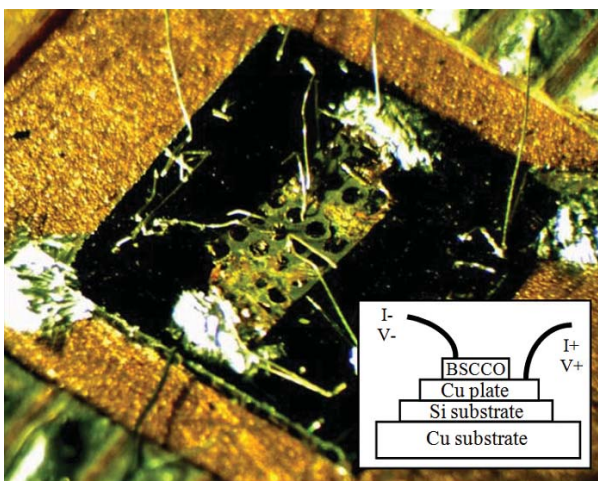


Рис. 3. Фотография мезоструктур на медном держателе с бондированием. Вставка: схематический вид структур на кремниевой подложке

Используя разработанную в ИФМ РАН технологию быстрого жидкостного травления [6] и электролитического наращивания гетероструктур BSCCO/Cu, представляющую собой медное покрытие поверх тонкого слоя золота, были получены одиночные мезоструктуры BSCCO на медном основании толщиной 30 мкм, обеспечивающем прочность структур и хороший теплоотвод, рис. 3.

Из полученного набора в несколько десятков структур, были измерены 8 образцов и все оказались работоспособными. Проведено исследование формы ВАХ в зависимости от условий теплоотвода. На рис. 4, слева, представлена вольт-амперная характеристика BSCCO с прямой и обратной ветками. На обратной ветке с помощью комнатного приемника ячейки Голея было зарегистрировано излучение в диапазоне частот 0.1-08 ТГц, рис. 4, справа.

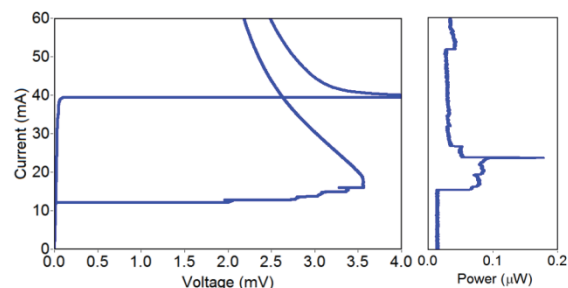


Рис. 4. Напряжение и мощность генерации в зависимости от задающего тока BSCCO мезоструктуры

Используя метод Бриджмена, изготовлены монокристаллы BSCCO, и одиночные мезоструктуры на их основе, измерена критическая температура образцов.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проекты № 16-19-10478 и № 16-19-10468).

Литература

1. U. Welp, K. Kadowaki, R. Kleiner // Nat. Photonics 7, 702 (2013).
2. E. Stepanov, M. Tarasov, A. Kalabukhov, L. Kuzmin, T. Claeson // J. Appl. Phys. 96, 3357 (2004).
3. D.V. Masterov, S.A. Pavlov, A.E. Parafin, P.A. Yunin // Tech. Phys. Lett. 42, 594 (2016).
4. D.V. Masterov et al. // SUST 30, 025007 (2017).
5. A.V. Gordeeva, V.O. Zbrozhek, A.L. Pankratov, L.S. Revin, V.A. Shamporov, A.A. Gunbina, L.S. Kuzmin // Appl. Phys. Lett., 110, 162603 (2017).
6. L.S. Revin, E.A. Vopilkin, A.L. Pankratov, S.A. Kraev, A.A. Yablokov, A.B. Kulakov // Supercond. Sci. Technol., 31, 104001 (2018).

Режим бегущих волн в YBaCuO джозефсоновском генераторе

Л.С. Ревин^{1,2,*}, А.Л. Панкратов^{1,2,3,§}, Д.В. Мастеров¹, А.Е. Парафин¹,
С.А. Павлов¹, И.В. Ракуть^{2,3}, А.В. Гордеева^{1,2}, В.О. Зброжек², А.В. Благодаткин^{1,2},
И.А. Филькин², Л.С. Кузьмин^{2,4}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород.

³ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород.

⁴ Чалмерский технологический университет, Гётеборг, Швеция.

*rls@ipmras.ru, §alp@ipmras.ru

В работе исследовался режим бегущих волн, возникающий в джозефсоновском YBaCuO генераторе под действием тока и внешнего магнитного поля. Излучение 50 микронного джозефсоновского перехода регистрировалось болометром на холодных электронах в диапазоне от 50 до 800 ГГц. Показана возможность изменения и контроля частотно-мощностной характеристики генератора путем изменения внешнего магнитного поля. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с теорией. Показана перспективность данного режима генерации для спектроскопических задач.

Введение

Режим генерации бегущих волн является актуальной темой для низкотемпературных контактов, в то время, как для ВТСП он исследована слабо. В настоящее время вопрос изучения и создания генераторов терагерцового диапазонов на основе YBCO бикристаллических контактов [1] вызывает большой интерес исследователей. В данной работе приводятся результаты исследований образцов, изготовленных в ИФМ РАН

Экспериментальные результаты

Образцы распределенных джозефсоновских переходов на основе ВТСП YBaCuO пленок изготовлены с помощью магнетронного напыления методом задающей маски [2-4]. Предварительно на подложку наносилась "задающая" маска, и при дальнейшем напылении сверхпроводящей пленки в модифицированных областях происходил рост изолятора, а в немодифицированных — сверхпроводящей пленки.

Для регистрации излучения длинного бикристаллического контакта использовался образец болометра на холодных электронах (БХЭ) [5-7]. БХЭ представлял собой массив из соединений сверхпроводник – изолятор – нормальный металл – изолятор – сверхпроводник с наноабсорбером из алюминия с подавленной сверхпроводимостью. Одна СИНИС структура может поглощать до 0,5 пВт без перехода в насыщение. Исходя из требований к уровню

приходящей мощности, 2D-матрица БХЭ реализована в виде меандровой структуры. При этом СИНИС переходы были соединены последовательно и параллельно на постоянном токе для оптимального согласования с усилителем. Конструкция оптимизирована для диапазона частот 240-280 ГГц.

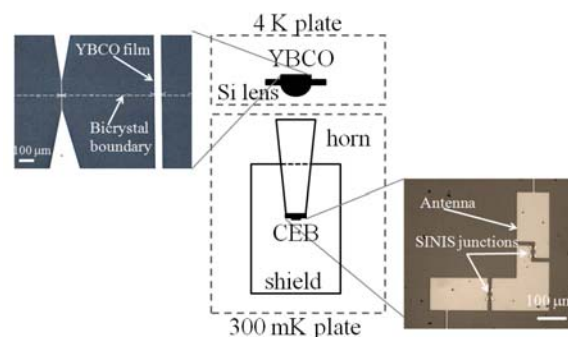


Рис. 1. Схематическое описание эксперимента и фотографии образцов

На рис. 1 представлена схема эксперимента, а также дизайн образцов. Чип генератора состоял из нескольких джозефсоновских контактов, интегрированных с плоскими дипольными антеннами. Подложка с образцом была установлена на кремниевую линзу при температуре 2.5 – 4 К. Магнитное поле, перпендикулярное границе бикристалла, создавалось током, протекающим через катушку из медной или ниобиевой проволоки. Болометр с рупором на обратной стороне кремниевой подложки был помещен на плиту криостата с температурой 300 мК.

Поглощающий экран для БХЭ использовался, чтобы избежать переотражений.

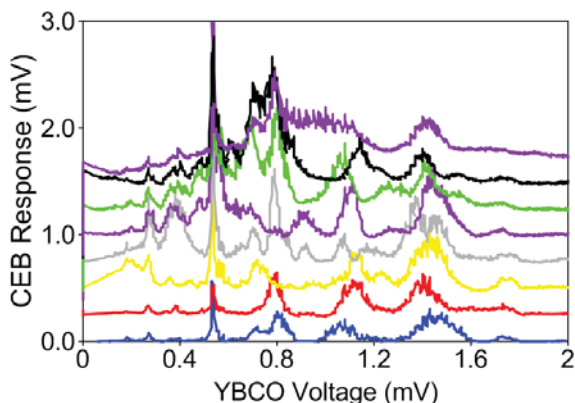


Рис. 2. Отклик болометра на излучение YBCO для различной величины внешнего магнитного поля. Для удобства каждая характеристика сдвинута относительно другой по вертикали на 0.25 мВ

Изменяя ток через джозефсоновский контакт, мы регистрировали болометрический отклик (dV_{CEB}), а также напряжение на генераторе YBCO (частоту джозефсоновского излучения $f = 2eV_{\text{YBCO}} / \hbar$). На рис. 2 показан отклик болометра (поглощенная мощность) для разных значений внешнего магнитного поля. Видно, что отклик представляет собой несколько отдельных пиков и пьедестал. Максимум этого пьедестала смещается в сторону более высокого напряжения с увеличением магнитного поля.

Найдя максимальный отклик для каждой частоты при разных значениях магнитного поля, мы получаем частотный отклик излучающей системы вместе с приемной, рис. 3. Сравнивая вид амплитудно-частотной характеристикой БХЭ, полученной с помощью YBCO генератора и калиброванного генератора на основе лампы обратной волны (увеличенная часть рис. 3), можно сделать вывод, что резонансы характеристики определяются в большей степени приемной системой.

Режим бегущий волны, возникающий в длинном джозефсоновском контакте под действием внешнего поля, делает длинные переходы перспективными кандидатами для ТГц приложений. Такой генератор может быть использован в качестве спектрометра в сочетании с криогенным болометром или другим охлаждаемым детектором.

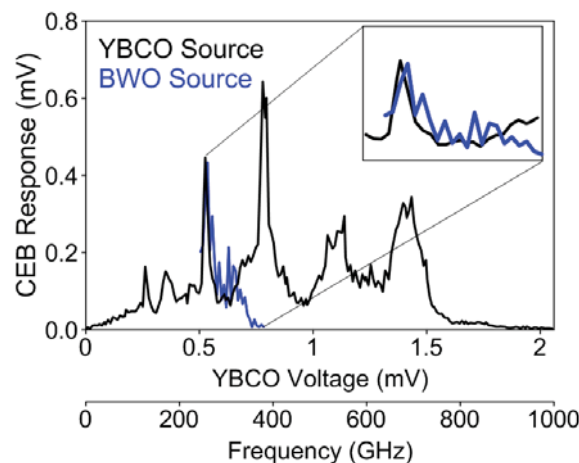


Рис. 3. Максимальный зарегистрированный отклик болометра в зависимости от частоты излучения. Сравнение с результатами, полученными с помощью лампы обратной волны

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-19-10478 и № 16-19-10468).

Литература

1. E. Stepanov, M. Tarasov, A. Kalabukhov, L. Kuzmin, T. Claeson // *J. Appl. Phys.* 96, 3357 (2004).
2. D.V. Masterov, A.E. Parafin, L.S. Revin, A.V. Chiginev, E.V. Skorokhodov, P.A. Yunin, A.L. Pankratov // *Supercon. Sci. Technol.*, vol. 30, № 2, pp. 025007, 2017.
3. D.V. Masterov, S.A. Pavlov, A.E. Parafin // *Physics of the Solid State*. 2017. vol. 59, pp. 2133-2136.
4. L.S. Revin, A.L. Pankratov, D.V. Masterov, A.E. Parafin, S.A. Pavlov, A.V. Chiginev, E.V. Skorokhodov // *IEEE Trans. on Appl. Supercon.* vol. 28, no. 7, pp. 1100505, 2018.
5. L. Kuzmin, S. Hoste, M. Ausloos // 8th European Conference on Applied Superconductivity. 2008. vol. 97, pp. 17.
6. A.V. Gordeeva, V.O. Zbrozhek, A.L. Pankratov, L.S. Revin, V.A. Shamporov, A.A. Gunbina, L.S.Kuzmin // *Appl. Phys. Lett.*, 110, 162603 (2017).
7. L.S. Kuzmin, A.L. Pankratov, A.V. Gordeeva, V.O. Zbrozhek, L.S. Revin, V.A. Shamporov, A.A. Gunbina, S. Masi, P. de Bernardis // *Proceedings of 16th International Supercon-ductive Electronics Conference*, (2017).

О переходе Березинского-Костерлица-Таулеса в тонких сверхпроводящих пленках

В.Н. Рыжов^{1*}, Е.Е. Тареева¹, Ю.Д. Фомин¹, Е.Н. Циок¹

¹Институт физики высоких давлений РАН, Калужское шоссе, 14, Москва, Троицк, 108480.

*ryzhov@hppi.troitsk.ru

В докладе изложены основные положения теории фазовых переходов в плоских вырожденных системах (переходов Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ)). Обсуждается механизм перехода, применение метода ренормализационной группы для его описания, а также применение к тонким сверхпроводящим пленкам. В отличие от сверхтекучих пленок и Х-У модели, энергия взаимодействия вихрей в тонкой сверхпроводящей пленке не является чисто логарифмической, а на больших расстояниях имеет асимптотическое поведение вида $1/r$. Статистическая механика и термодинамика двумерной системы вихрей в этом случае может быть построена в кольцевом приближении, при этом оказывается, что в зависимости от энергии ядра сверхпроводящего вихря непрерывный переход БКТ преобразуется или в плавный кроссовер, или в переход первого рода. В рамках теории БКТ также обсуждаются сценарии плавления решетки вихрей в тонкой сверхпроводящей пленке.

Введение

В основополагающих работах Березинского [1] и Костерлица и Таулеса [2] было показано, что в двумерных плоских системах с непрерывной симметрией параметра порядка (сверхтекучие пленки, плоские магнетики) квазидальний порядок разрушается в результате диссоциации пар вихрь-антивихрь, взаимодействие между которыми имеет логарифмический вид как функция расстояния r (БКТ переход) [3]. В то же время в работе [2] ошибочно утверждалось, что в тонкой сверхпроводящей пленке образование связанных пар вихрь-антивихрь невозможно из-за того, что взаимодействие между вихрями на большом расстоянии ведет себя как $1/r$, в то время, как для БКТ перехода нужно логарифмическое возрастание потенциала взаимодействия. Применимость теории БКТ для сверхпроводящих пленок впервые обсуждалась в работе [4]. Для бесконечной сверхпроводящей пленки толщиной d и имеющей объемную глубину проникновения $\lambda_B(T)$ энергия взаимодействия между вихрями ведет себя логарифмически при $r \ll \Lambda(T) = 2\lambda_B(T)/d$ и как $1/r$ при $r \gg \Lambda$ [5,6]. $\Lambda(T)$ может рассматриваться как эффективная глубина проникновения для перпендикулярного к плоскости пленки магнитного поля. Можно ожидать, что БКТ переход может происходить, если $\Lambda(T)$ превышает размер пленки, что может быть достигнуто как уменьшением толщины пленки, так и увеличением степени беспорядка в системе, как впервые было отмечено в [4]. Отсюда можно заключить, что в сверхпроводящей пленке фазовый переход в строгом смысле отсутствует, т.к. свободные вихри существуют в сверхпроводящей пленке при всех $T > 0$.

Переход БКТ в тонкой сверхпроводящей пленке (кольцевое приближение)

Энергия взаимодействия двух вихрей, расположенных в точках \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j ($r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$) имеет вид [5,6]:

$$\begin{aligned} \Phi(r_{ij}) &= \frac{\varphi_0^2}{8\pi\Lambda} \left[H_0\left(\frac{r_{ij}}{\Lambda}\right) - Y_0\left(\frac{r_{ij}}{\Lambda}\right) \right], \\ \Phi(r_{ij}) &\approx -\frac{\varphi_0^2}{4\pi^2\Lambda} \ln \frac{r_{ij}}{\Lambda}, \quad r_{ij} \ll \Lambda, \\ \Phi(r_{ij}) &\approx \frac{\varphi_0^2}{4\pi^2 r_{ij}}, \quad r_{ij} \gg \Lambda, \end{aligned} \quad (1)$$

где H_0 – функция Струве, Y_0 – функция Неймана.

Статистическая механика системы, описываемой потенциалом (1), может быть построена в рамках кольцевого приближения, хорошо известного из физики плазмы [3,7,8,9]. С учетом того, что преобразование Фурье потенциала (1) имеет вид:

$$\tilde{\Phi}(q) \approx -\frac{\varphi_0^2}{4\pi^2\Lambda} \frac{1}{q(q+1/\Lambda)}, \quad (2)$$

можно вычислить свободную энергию G системы вихрей в двух измерениях, как функцию плотности свободных вихрей ρ . При $T > 0$ сверхпроводящая пленка всегда имеет конечную плотность свободных вихрей. Эти свободные вихри ответственны за диссипацию энергии и вызывают "хвост" сопротивления в области низких температур. Сопротивление дается формулой Бардина-Стефена [10]:

$$R/R_N = 4\pi\xi^2\rho \quad (3)$$

где R – сопротивление, вызванное движением вихрей и R_N – сопротивление пленки в нормальном состоянии, ξ – корреляционная длина. Следовательно, для того, чтобы вычислить сопротивление сверхпроводника вследствие движения вихрей, необходимо

получить соотношения для плотности свободных вихрей как функции температуры и поля. Уравнение для ρ получается из условия $\partial G/\partial \rho = 0$.

При описании поведения сопротивления пленки важную роль играет энергия ядра вихря ε , связанная с размером этого ядра [7-9]. Существует критическое значение этой энергии ε_c , при котором происходит качественное изменение поведения зависимости проводимости от температуры.

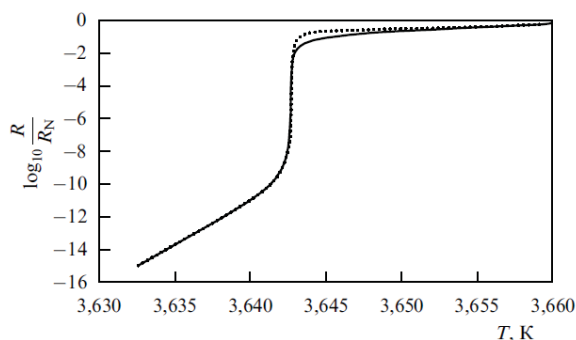


Рис. 1. Зависимость сопротивления от температуры при $\varepsilon > \varepsilon_c$

На Рис. 1 показано поведение $\log_{10}(R/R_N)$ как функции температуры для больших значений энергии ядра вихря $\varepsilon > \varepsilon_c$, в то время, как на Рис. 2 та же величина представлена для $\varepsilon < \varepsilon_c$.

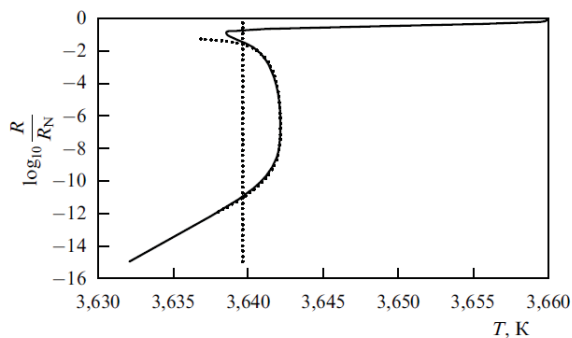


Рис. 2. Зависимость сопротивления от температуры при $\varepsilon < \varepsilon_c$. Переход первого рода

Из рисунков видно, что при больших энергиях ядра вихря в системе наблюдается плавный кроссовер, заменяющий стандартный переход БКТ. В то же время при малых значениях энергии ядра наблюдается S-образное поведение, характерное для перехода первого рода, при котором сопротивление меняется скачком. Температура перехода (вертикальная прерывистая линия) определяется из поведения

свободной энергии [3,9]. Параметры для конкретных вычислений взяты из экспериментальной работы [11], в которой подробно изучены свойства пленки Nb толщиной 20 \AA .

Как было показано в работах Хальперина, Нельсона и Янга [3], в двумерная система может плавиться посредством двух непрерывных переходов типа Березинского-Костерлица-Таулеса, при этом в системе возникает промежуточная гексатическая фаза, характеризующаяся квазидальним ориентационным порядком. В докладе кратко обсуждается применимость этой теории к плавлению решетки вихрей в тонкой сверхпроводящей пленке в перпендикулярном магнитном поле [12].

Работа поддержана грантом РФФИ 17-02-00320.

Литература

1. В.Л. Березинский // ЖЭТФ, V. 59, 907 (1970).
2. J.M. Kosterlitz, D.J. Thouless // J. Phys. C, V. 6, 1181 (1973).
3. В.Н. Рыжов, Е.Е. Тареева, Ю.Д. Фомин, Е.Н. Циок // УФН, V. 187, 921 (2017).
4. M.R. Beasley, J.E. Mooij, T.P. Orlando // Phys. Rev. Lett., V. 42, 1165 (1979).
5. J. Pearl // Appl. Phys. Lett., V. 5, 65 (1964).
6. D.Y. Irz, V.N. Ryzhov, E.E. Tareyeva // Phys. Lett. A, V. 207, 374 (1995).
7. V.N. Ryzhov, E.E. Tareyeva // Phys. Rev. B, V. 48, 12907 (1993).
8. V.N. Ryzhov, E.E. Tareyeva // Phys. Rev. B, V. 49, 6162 (1994).
9. Y.D. Irz, V.N. Ryzhov, E.E. Tareyeva // Phys. Rev. B, V. 54, 3051 (1996).
10. M. Tinkham // Introduction to Superconductivity (McGraw-Hill, New York, 1975).
11. J.M. Hsu, A. Kapitulnik // Phys. Rev. B, V. 45, 4819 (1992).
12. I. Guillamón, R. Córdoba, J. Sesé *et al.* // Nature Physics, V.10, 851 (2014).

Спонтанные токи в сверхпроводящем кольце со спин-орбитальным взаимодействием и обменным полем

А.В. Самохвалов^{1*}, J.W. A. Robinson², А.И.Буздин³

¹ Институт физики микроструктур РАН, г.Нижний Новгород, Россия.

² Department of Materials Science and Metallurgy, University of Cambridge, CB3 0FS Cambridge, United Kingdom.

³ University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France.

*samokh@ipmras.ru

Рассмотрен пример гибридной структуры, состоящей из тонкого сверхпроводящего кольца, частично покрытого ферромагнитным изолятором, так что в сверхпроводнике формируется неоднородная магнитная текстура, а спиральная фазовая модуляция индуцируется только на участке кольца. Показано, что в этом случае в сверхпроводящем кольце возникает спонтанный сверхток, амплитуда и направление которого зависят как от силы спин-орбитального взаимодействия, так и от величины обменного (зеemanовского) поля. При наличии внешнего магнитного потока через кольцо, рассмотренный эффект приводит к заметному смещению осцилляций Литтла-Паркса. Обсуждается использование элемента с индуцированной спиральной фазовой модуляцией в качестве источника разности фаз («фазовой батареи») в сверхпроводящих цепях и устройствах.

Сверхпроводимость в материалах с сильной спин-орбитальной связью и магнитным обменным или зеemanовским полем может приводить к возникновению ряда нетривиальных физических эффектов, исследование которых представляет интерес как с точки зрения фундаментальной науки (поиск майорановских фермионов и топологической сверхпроводимости [1]), так и из-за потенциальной применимости подобных гибридных структур в интересах сверхпроводниковой спинтроники [2]. Так, из-за отсутствия инверсной симметрии на границе обычного сверхпроводника (S) с синглетным спариванием s-типа и ферромагнитного изолятора (FI), спин-орбитальное взаимодействие (SO) Рашбы $[\vec{\sigma} \times \vec{p}]\vec{n}$ ($\vec{\sigma}$ – вектор матриц Паули, \vec{n} – единичный вектор по нормали к границе) в сочетании с магнитным обменным полем \vec{h} приводят к образованию сверхпроводящего состояния со спиральной (геликоидальной) фазовой модуляцией [3]. Эффективное обменное поле, создаваемое в окрестности S/FI границы, оказывается достаточным для заметного расщепления спиновых подзон, формируя неоднородное состояние, для которого характерно наличие куперовских пар с ненулевым суммарным импульсом \vec{q} в основном состоянии, подобно фазе Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла.

Для анализа неоднородного сверхпроводящего состояния с геликоидальной фазовой модуляцией использовалась феноменологическая теория, которая справедлива для температур T близких к критической T_c . Влияние SO взаимодействия и обменного поля описывается в функционале Гинзбурга–Ландау

(GL) слагаемым, которое пропорционально градиенту сверхпроводящего параметра порядка ψ и имеет вид $[\vec{n} \times \vec{h}](\nabla \psi)\psi^*$ [4].

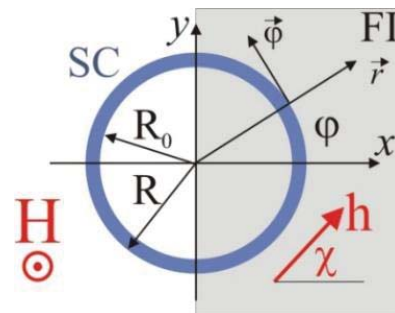


Рис. 1. Тонкое сверхпроводящее кольцо (SC) на поверхности ферромагнитного изолятора (FI), занимающего область $x \geq 0$

Заметим, что в однородном сверхпроводнике подобная геликоидальная фаза оказывается бестоковой [5], однако спонтанные токи могут возникнуть в окрестности магнитной частицы на поверхности сверхпроводника [6] или в SF бислое [7] при наличии SO взаимодействия.

В докладе показано, что генерация спонтанного тока в тонком сверхпроводящем кольце, часть которого взаимодействует с FI пластиной с обменным полем \vec{h} (Рис.1), приводит к заметному смещению осцилляций Литтла-Паркса. Для описания 1D кольца радиуса R запишем GL функционал F в полярных координатах (r, φ) , учитывая векторный потенциал $\vec{A} = (0, A, 0)$ внешнего магнитного поля, создающего магнитный поток $\Phi = \Phi_0 \phi = 2\pi R A$ через площадь,

ограниченную кольцом (Φ_0 -квант магнитного потока):

$$F = \sigma R \int_0^{2\pi} d\varphi \left\{ a |\psi|^2 + \gamma \frac{\hbar^2}{R^2} \left| \left(-i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \phi \right) \psi \right|^2 + \frac{b}{2} |\psi|^4 \right. \quad (1)$$

$$\left. + \frac{\hbar}{R} \varepsilon(\varphi) \left[\psi^* \left(-i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \phi \right) \psi + c.c. \right] \right\},$$

где $a = -\alpha(T_c - T)$, $\alpha, b, \gamma > 0$ - стандартные коэффициенты GL разложения, а константа

$$\varepsilon(\varphi) = \varepsilon_0 [\vec{n} \times \vec{h}]_{\varphi} = \hbar \varepsilon_0 \cos(\varphi - \chi), \quad |\varphi| \leq \pi/2$$

учитывает влияние SO взаимодействия и обменного поля на межатомном расстоянии a от SF поверхности: $\varepsilon_0 \sim \gamma(a/d)v_{SO}/v_F^2$ (d - толщина S кольца, v_{SO} - характеристическая скорость SO взаимодействия, v_F - скорость Ферми). Функционалу (1) соответствует уравнение для сверхпроводящего параметра порядка ψ

$$\left(\frac{\partial}{\partial \varphi} + i\phi \right)^2 \psi + 2i\lambda \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} + i\phi \right) \psi + i \frac{\partial \lambda}{\partial \varphi} \psi = \tau \psi, \quad (2)$$

собственные значения τ которого определяют смещение температуры сверхпроводящего перехода $T_c = T_{c0}(1 + \tau \xi_0^2/R^2)$ относительно T_{c0} . Здесь $\lambda(\varphi) = \lambda_{SO} \cos(\varphi - \chi)$, $\lambda_{SO} = \varepsilon_0 \hbar R / \gamma \hbar$ для $|\varphi| \leq \pi/2$, а $\xi_0^2 = \gamma \hbar^2 / \alpha T_{c0}$ - длина когерентности. На рисунке 2 показаны зависимости критической температуры τ от магнитного потока ϕ для различных значений параметра λ_{SO} . Сильное спин-орбитальное взаимодействие и обменное поле вызывают заметное смещение осцилляций Литтла-Паркса. Направление и величина смещения $\Delta\phi = -(\lambda_{SO}/\pi) \cos \chi$ зависит от ориентации обменного поля. Кроме того спин-орбитальное взаимодействие увеличивает критическую температуру T_c , т.е. стимулирует сверхпроводимость, и приводит к генерации гармоник

$$\psi(\varphi) = \sum_n \psi_n \exp(-in\varphi)$$

с ненулевым орбитальным моментом n .

При отсутствии внешнего магнитного поля ($\phi = 0$) в рассматриваемой системе может возникать спонтанный ток, амплитуда которого при $\chi = 0$ определяется выражением

$$j \approx 4e \frac{\gamma \hbar \lambda_{SO}}{\pi R} \psi_0^2,$$

осциллирует и меняет знак при изменении константы λ_{SO} , как показано на рисунке 3.

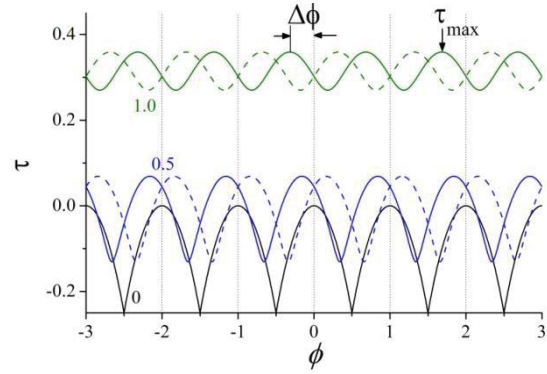


Рис. 2. Осцилляции Литтла-Паркса для нескольких значений параметра λ_{SO} (цифра рядом с кривой): сплошная линия - $\chi = 0$; пунктирная линия - $\chi = \pi$

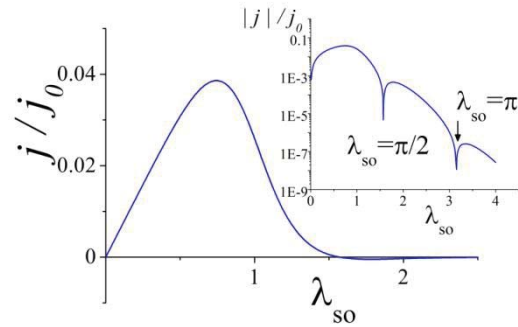


Рис. 3. Зависимость плотности спонтанного тока от параметра λ_{SO} для $\Delta\tau = (R/\xi_0)^2(T_c - T)/T_c = 0.2$

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (гранты № 17-52-12044 и № 18-02-00390) и РНФ (грант № 17-12-01383).

Литература

1. J. Alicea, // Rep. Prog. Phys. V.75, 076501 (2012); C.W.J.Beenakker, //Annu. Rev. Con. Mat. Phys. V.4, 113 (2013);
2. M. Eschrig, // Rep. Prog. Phys. V.78 104501 (2015).
3. V. Barzykin, L. P. Gor'kov, // Phys. Rev. Lett., V. 89, 227002 (2002); O. Dimitrova, M. V. Feigel'man, // Phys. Rev. B V. 76, 014522 (2007).
4. V. P. Mineev, M. Sigrist, // in Lecture notes in Physics V. 847, 129 (2012); V. M. Edelstein, // J. Phys. Condens. Matter V. 8, 339 (1996).
5. D.F. Agterberg, // in Lecture notes in Physics, V.847, 155 (2012).
6. S. S. Pershoguba, et al., // Phys. Rev. Lett. V.115, 116602 (2015).
7. S. Mironov, A. Buzdin, // Phys. Rev. Lett. V.118, 077001 (2017).

Неоднородные сверхпроводящие состояния в магнитных сверхпроводниках с геликоидальной намагниченностью

Ф.М. Сираев^{1*}, М.В. Авдеев¹, Ю.Н. Прошин¹

¹ Казанский федеральный университет, ул. Кремлёвская, 16А, Казань,

*siraev.f@gmail.com

Показана возможность существования неоднородной сверхпроводимости по LOFF механизму на фоне геликоидального магнитного упорядочения при учёте различия эффективных масс сверхпроводящих электронов разных спиновых подзон. Обнаружена трикритическая точка фазового перехода BCS – LOFF.

Введение

Существование сверхпроводимости на фоне магнитного упорядочения представляет в настоящее время не только теоретический, но и практический интерес в области спинтроники и сверхпроводящей электроники [1,2]. Известно, что сверхпроводимость подавляется полем ферромагнетика, а область существования ограничивается температурами порядка Кельвина. В настоящей работе мы рассматриваем возможность существования сверхпроводимости на фоне геликоидального магнитного упорядочения. Ранее эта проблема исследовалась для соединения ErRh_4V_4 Булаевским и Русиновым [3]. Однако авторы работы [3] рассматривали случай только однородного сверхпроводящего состояния. В данной работе рассмотрена возможность существования неоднородных LOFF состояний.

Теоретическая модель

Объектом исследования является модель магнитного сверхпроводника с геликоидальной намагниченностью (рис. 1). В качестве параметров системы выступают величина намагниченности h и волновое число Q .

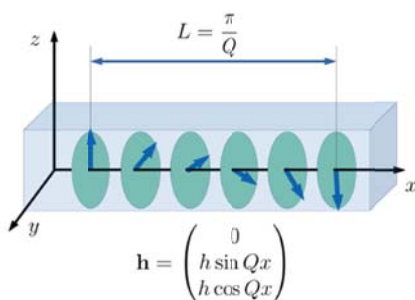


Рис. 1. Модель намагниченности сверхпроводника

Наличие обменного поля в системе приводит к подавлению сверхпроводимости. Однако, в работах [4,5] было показано, что различие эффективных масс электронов мажоритарной и миноритарной спиновых подзон может приводить к новому эффекту: синглетная сверхпроводимость оказывается нечувствительной к обменно полю в случае, когда мажорантная и минорантная спиновые подзоны сближаются на Ферми поверхности (см. рис. 2).

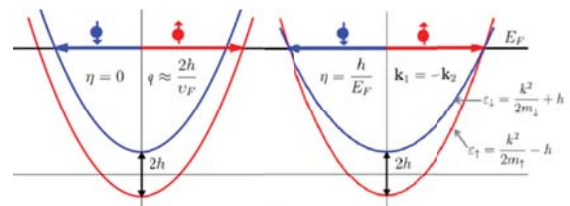


Рис. 2. Энергия электронов различных спиновых подзон без учёта и с учётом различия эффективных масс

Гамильтониан электронов при наличии геликоидального поля и с учётом различия эффективных масс может быть записан в виде:

$$\mathcal{H}_e = (-\nabla^2/2M - \mu)\hat{\sigma}_0 - (\eta\mathbf{e}_h\hat{\sigma}\nabla^2/2M + \mathbf{h}\hat{\sigma})$$

где $\mathbf{e}_h = \mathbf{h}/h$, $\hat{\sigma}$ – вектор из матриц Паули, учёт различия эффективных масс произведён заменой:

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_\uparrow} + \frac{1}{m_\downarrow} \right), \eta = \frac{m_\downarrow - m_\uparrow}{m_\downarrow + m_\uparrow}.$$

Переходя в импульсное пространство и предполагая малость параметра $\eta \ll 1$, запишем эффективный гамильтониан:

$$\mathcal{H}_{eff} = \left(\frac{(\mathbf{k} + \frac{\mathbf{q}}{2})^2}{2M} - \mu + \frac{Q^2}{2M} \right) \hat{\sigma}_0 + \frac{Qk_x}{2M} \hat{\sigma}_x + (\eta E_F - h) \hat{\sigma}_z$$

Гамильтониан сверхпроводящих электронов:

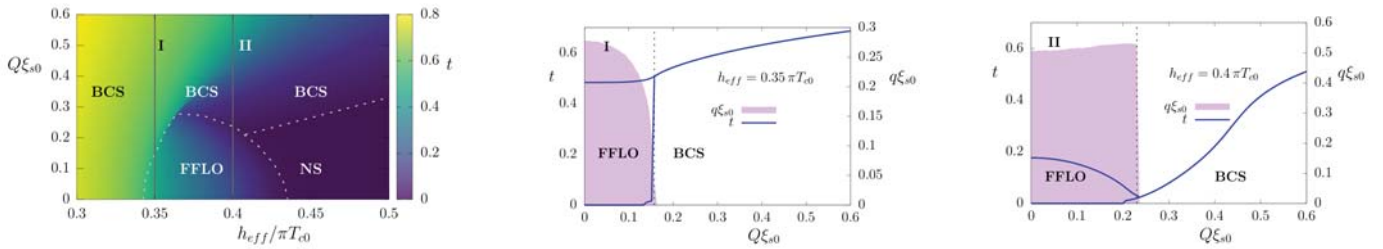


Рис. 3 Фазовая диаграмма состояний магнитного сверхпроводника в зависимости от параметров обменного поля h и Q . Также приведены срезы фазовой диаграммы при различных значениях Q

$$\hat{H}_{SC} = \Delta_q^* \Delta_q / g + \sum_{\mathbf{k}} \bar{\psi}_{\uparrow \frac{\mathbf{q}}{2} + \mathbf{k}} \bar{\psi}_{\downarrow \frac{\mathbf{q}}{2} - \mathbf{k}} \Delta_q + \Delta_q^* \psi_{\downarrow \frac{\mathbf{q}}{2} - \mathbf{k}} \psi_{\uparrow \frac{\mathbf{q}}{2} + \mathbf{k}}$$

где g – константа сверхпроводящего взаимодействия, Δ_q – сверхпроводящий параметр порядка, вектор \mathbf{q} определяет различие импульсов электронов с разными спинами и выступает в качестве параметра неоднородности сверхпроводящего состояния. Таким образом, мы приходим к самосогласованному линеаризованному уравнению на ПП:

$$\Delta_q \ln \frac{T_c}{T_{c0}} = 2\pi T_c \sum_{\omega} \left(\text{Re} \langle K(\omega, \mathbf{q}, Q) \rangle - \frac{1}{\omega} \right) \Delta_q$$

где T_c – температура перехода в сверхпроводящее состояние для данного материала, T_{c0} – температура перехода для материала без обменного поля, суммирование производится по мацубаровским частотам ($\omega = \pi T_c (2n + 1)$, $n = \pm 0, 1, 2, \dots$), усреднённое по углам ядро $K(\omega, \mathbf{q}, Q)$ уравнения определяется следующим соотношением:

$$\langle K(\omega, q, Q) \rangle = i \frac{a^2 - ah_{eff} - s^2}{a(a^2 - h_{eff}^2 - s^2)},$$

где $a = i\omega - \mathbf{q}\mathbf{k}/2M$, $s = Qk_x/2M$, $h_{eff} = h - \eta E_F$. Решение данного уравнения относительно T_c при различных значениях параметров h и Q позволяет построить фазовую диаграмму сверхпроводящих состояний (рис. 3).

Результаты

Решение самосогласованного уравнения относительно критической температуры производится численно при фиксированных h и Q , однако параметр \mathbf{q} подбирается таким образом, что T_c принимает наибольшее возможное значение. Области, где наибольшая температура соответствует $\mathbf{q}=0$ отвечают за однородный тип сверхпроводимости (BCS), области $\mathbf{q} \neq 0$ – неоднородный (LOFF)

В поведении параметра \mathbf{q} наблюдаются особенности. На срезе I зависимость монотонная, в то время как на срезе II изменение происходит скачком. Данный факт позволяет говорить о том, что в системе происходят, в зависимости от параметров, фазовые переходы как первого, так и второго рода. Причём переходящие в друг друга. Этот факт указывает на существование в системе трикритической точки, в которой происходит переход из первого рода во второй. Такая точка обнаружена при следующих параметрах системы:

$$Q \xi_{s0} = 0.25, h_{eff}/\pi T_0 = 0.354$$

Отметим, что результаты выше относились к случаю, когда параметр неоднородности \mathbf{q} параллелен волновому вектору \mathbf{Q} магнитной структуры. В общем случае возможны различные углы между векторами \mathbf{q} и \mathbf{Q} . Согласно расчётам, наиболее энергетически выгодным состоянием сверхпроводящей системы является LOFF состояние, модулированное перпендикулярно волновому вектору \mathbf{Q} (т.е. $\mathbf{q} \perp \mathbf{Q}$).

Работа частично поддержана субсидией Министерства образования и науки РФ (№ 3.2166.2017), выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения проектной части государственного задания в области научной деятельности., а также грантом РФФИ (№ 16-02-01016).

Литература

1. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов // УФН, **172**, 113 (2002).
2. A. Buzdin // Rev. Mod. Phys., **77**, 935 (2005).
3. L.N. Bulaevskii, A.I. Rusinov // J. Low Temp. Phys., **39**, 3 (1980).
4. M.V. Avdeev, Yu.N. Proshin // Phys. Rev. B, **97(2)**, 100502 (2018).
5. Y.N. Proshin, M.V. Avdeev // JMMM, **459(1)**, 359 - 362 (2018).

Аномальное магнитосопротивление системы Ni-нанопровод/сверхпроводник

О.В. Скрябина^{1,2,*}, С.К. Козлов^{2,3}, С.В. Егоров¹, А.А. Клименко³, В.В. Рязанов^{1,2}, С.В. Бакурский^{2,3}, М.Ю. Куприянов^{2,3}, Н.В. Кленов^{2,3}, И.И. Соловьев^{2,3}, А.А. Голубов², К.С. Напольский^{2,3}, И.А. Головчанский², Д.Ю. Родичев^{2,4}, В.С. Столяров^{1,2,3}

¹ Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипяна, Черноголовка, 142432.

² Московский физико-технический институт, Институтский пер, Долгопрудный, 141700.

³ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

⁴ Laboratoire de Physique et d'Etudes des Materiaux, LPEM, UMR-8213, ESPCI-Paris, PSL, CNRS, Sorbonne University, 75005 Paris, France

*oskrya@gmail.com

Изготовлены наноструктуры, состоящие из Ni-нанопровода и Nb-электродов с высоким качеством поверхности раздела Nb/Ni. Изучено влияние вихревого сверхпроводящего смешанного состояния в Nb на магнитосопротивление Ni нанопровода. Показано, что электроды Nb работают как сверхпроводящие шунты. В результате обычное анизотропное магнитосопротивление ферромагнитных нанопроволок дополняется сильной растущей гистерезисной и пилообразной зависимостью от магнитного поля. Эти явления связаны с проникновением/выходом отдельных абрикосовских вихрей.

Введение

Электрические и магнитные транспортные свойства одиночных ферромагнитных (F) нанопроводов (NW) представляют большой интерес благодаря их квазиодномерным свойствам и эффектам квантового удержания. Это делает ферромагнитные NW перспективными для применения в различных функциональных наноструктурах, включая сверхпроводящие фазовые инверторы, спиновые затворы и элементы магнитной памяти [1,2].

В данной работе мы изучаем магнитосопротивление в системе S/F-NW на основе Ni-NW и ниобия (Nb) в магнитном поле, ориентированном вдоль длинной оси NW.

Результаты и обсуждение

Никелевые нанопровода были изготовлены методами темплатного электроосаждения с помощью трековых мембран из оксида алюминия. Данные просвечивающей микроскопии демонстрируют поликристаллическую структуру с размером зерен сопоставимым с диаметром нанопроводов.

На основе единичных нанопроводов были изготовлены структуры для 4-зондовых транспортных измерений. Процесс изготовления контактов включал в себя электронную литографию, а также магнетронное напыление сверхпроводящего ниобия с предварительной предочисткой нанопроводов в едином вакуумном цикле. На рис.1 показана структура с расстоянием между внутренними (потенци-

альными) электродами $L = 380$ нм и диаметром нанопровода $d = 107$ нм.

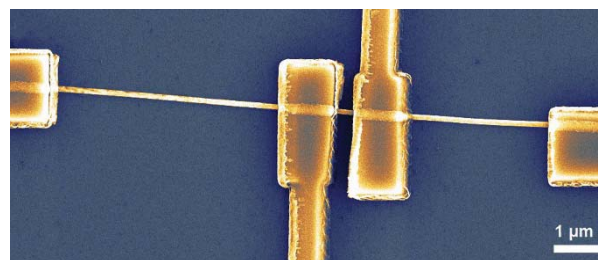


Рис. 1. SEM – изображения структуры Nb/Ni-NW/Nb.

Поток тока в перекрывающихся областях Nb/Ni сильно зависит от нормального или сверхпроводящего состояния Nb-слоя. В нормальном состоянии ниобия распределение тока можно найти из решения уравнения Лапласа для скалярного потенциала. Ниже критической температуры, при которой сверхпроводящие корреляции в Nb начинают влиять на сопротивление вблизи границы раздела Nb/Ni, плотность тока существенно перераспределяется. В окрестности границы раздела Nb/Ni нормальный ток преобразуется в сверхток. Это преобразование происходит в узкой перекрывающейся области, где ток течет вдоль NW внутри сверхпроводящего Nb, который работает как сверхпроводящий шунт. В центральной части Ni-NW нормального тока нет. Наконец, обратное преобразование из сверхтока в нормальный ток происходит на выходной кромке перекрывающейся области. В результате краевые области дают существенный вклад в сопротивление границы раздела, поскольку в них одновременно существуют как нормальный, так и сверхток.

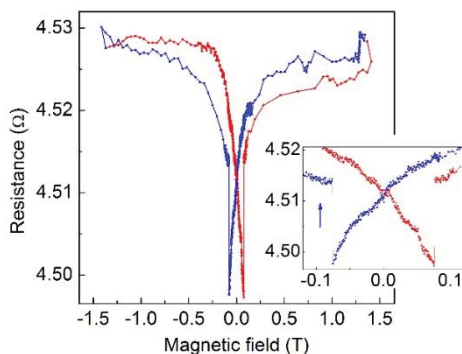


Рис. 2. Зависимость $R(H)$ при $T = 10$ К.

На вставке показано перемагничивание NiNW при поле ± 0.076 Т

Быстрое преобразование на краях перекрывающихся областей нормального тока, протекающего в Ni-NW, в сверхток в Nb-шунте имеет важные последствия для магнитотранспортных свойств устройства. Когда Nb-электроды находятся в нормальном состоянии ($T > T_C$) магнитное поле равномерно входит в образец, $R(H)$ имеет вид как при обычном AMR (рис. 2). При циклировании магнитного поля $R(H)$ демонстрирует гистерезис из-за перемагничивания Ni-NW при коэрцитивном поле $H_c = 0.076$ Тл.

При $T = 4.2$ К, когда сверхпроводящие корреляции от Nb присутствуют на границе раздела Nb/Ni, $T < T_C$, магниторезистивное поведение структуры резко меняется, $R(H)$ быстро и почти линейно растет от $R = 3,33$ Ом до $R = 3,37$ Ом (рис. 3). При этом кривая имеет пилообразную форму с периодическими и примерно равными по амплитуде скачками сопротивления. Эти скачки связаны с входом/выходом абрикосовских вихрей в структуру. Когда приложенное магнитное поле превышает первое критическое поле H_{c1} Nb, смешанное сверхпроводящее состояние с вихрями Абрикосова становится энергетически выгодным.

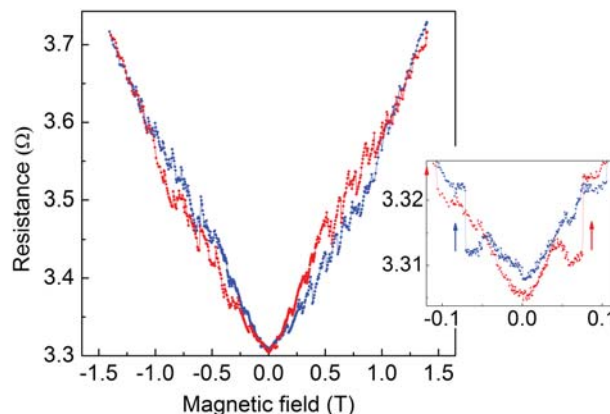


Рис. 3. Зависимость $R(H)$ при $T = 4.2$ К. Скачки сопротивления соответствуют входу/выходу абрикосовских вихрей

Поскольку токи мейснеровского экранирования j_s также увеличиваются с увеличением магнитного поля, они ослабляют сверхпроводящий порядок на краях Nb и способствуют проникновению вихрей. Самая слабая краевая область, из которой могут проникать вихри, расположена вблизи границы раздела Nb/Ni, где сверхпроводящий порядок дополнительно подавляется обратной близостью от Ni-NW.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 19-02-00981А и РНФ 18-72-10118.

Литература

1. A.K. Feofanov, V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V.V. Ryazanov, A.N. Rosolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A.B. Zorin, P.N. Dmitriev, V.P. Koshelets and A. V. Ustinov // Nature Physics 6, 593 (2010).
2. I.I. Soloviev, N.V. Klenov, S.V. Bakurskiy, M.Yu. Kupriyanov, A.L. Gudkov and A.S. Sidorenko // Beilstein Journal of Nanotechnology, 8, 2689 (2017).

Широкополосный однофотонный квантовый маршрутизатор

А.Н. Султанов^{1*}, Я.С. Гринберг¹, Е.А. Муценик¹, Д.К. Пицун¹, Е.В. Ильичев²

¹ Новосибирский Государственный Технический Университет, пр-т К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

² Leibniz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany.

*sultanov.aydar.nstu@gmail.com

С помощью метода неэрмитового Гамильтониана рассчитаны характеристики 6-ти портового широкополосного однофотонного квантового маршрутизатора, состоящего из 4-х кубитов и трех открытых волноводов. Получены аналитические выражения, описывающие прохождение и отражение единичного фотона в системе. Показано, что вследствие интерференционных эффектов возможно регулирование вероятности прохождения фотона в каждом из портов

Введение

Как известно, ключевым требованием к работоспособности квантовых коммуникационных систем является способность управлять состоянием кубитов с помощью единичных фотонов. Одними из приборов, удовлетворяющими этому требованию, являются однофотонные квантовые маршрутизаторы или роутеры. В настоящем докладе рассматривается роутер, состоящий из 4-х кубитов и 3-х открытых волноводов. Последнее свойство обеспечивает работоспособность этого прибора в широкой полосе частот. Полная версия этого исследования опубликована в [1]. Теоретический расчет роутера проводится методом неэрмитового Гамильтониана, который ранее был успешно применен для исследования ряда подобных задач (см., например, [2]). Схема роутера изображена на рис. 1.

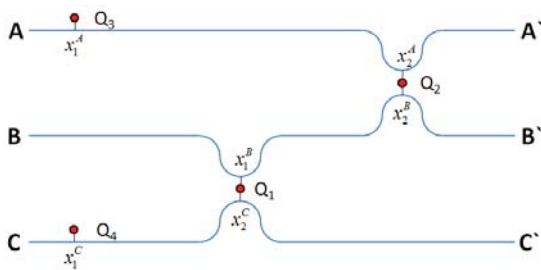


Рис. 1. Схема квантового роутера. A, B, C- волноводы, Q₁, Q₂, Q₃, Q₄-кубиты

Система состоит из трех волноводов и 4-х кубитов. С каждым из волноводов взаимодействуют два кубита таким образом, что три волновода связаны между собой двумя кубитами Q₁ и Q₂, каждый из которых взаимодействует одновременно с двумя волноводами. Кубиты Q₃ и Q₄ взаимодействуют с волноводами A и C, соответственно.

Амплитуды вероятностей

Взаимодействие волноводов с кубитами описывается гамильтонианом Джайнеса-Каммингса. Например, гамильтониан взаимодействия волновода A с кубитами Q₃ и Q₂ имеет вид:

$$H_A / \hbar = \sum_k \omega_k^A a_k^+ a_k + \sum_{i=2,3} \Omega_i (1 + \sigma_z^{(i)}) + \sum_k \xi_A^3 \left(a_k^+ \sigma_-^{(3)} e^{-jkx_1^A} + a_k \sigma_+^{(3)} e^{+jkx_1^A} \right) + \sum_k \xi_A^2 \left(a_k^+ \sigma_-^{(2)} e^{-jkx_2^A} + a_k \sigma_+^{(2)} e^{+jkx_2^A} \right) \quad (1)$$

В соответствии с методом неэрмитового гамильтониана гильбертово пространство разбиваем на два подпространства: внешнее подпространство состояний P, в которых в каждом из волноводов имеется один фотон, при этом все кубиты находятся в основном состоянии $|G\rangle$:

$$|A\rangle = |k_A, 0_B, 0_C\rangle \otimes |G\rangle; |B\rangle = |0_A, k_B, 0_C\rangle \otimes |G\rangle; |C\rangle = |0_A, 0_B, k_C\rangle \otimes |G\rangle; \quad (2)$$

и внутреннее подпространство состояний Q, в которых в волноводах нет фотонов, при этом один из кубитов находится в возбужденном состоянии:

$$|1\rangle = |e_1, g_2, g_3, g_4\rangle \otimes |0_{vac}\rangle; |2\rangle = |g_1, e_2, g_3, g_4\rangle \otimes |0_{vac}\rangle; |3\rangle = |g_1, g_2, e_3, g_4\rangle \otimes |0_{vac}\rangle; |4\rangle = |g_1, g_2, g_3, e_4\rangle \otimes |0_{vac}\rangle \quad (3)$$

Используя метод неэрмитового гамильтониана, мы можем найти три волновые функции $|\Psi_A\rangle$, $|\Psi_B\rangle$, $|\Psi_C\rangle$, каждая из которых описывает ситуацию, когда во входной порт заданного волновода влетает один фотон. С помощью этих волновых функций мы можем получить в конфигурационном пространстве девять амплитуд вероятности $\langle x_i | \Psi_j \rangle$, где $i, j = A, B, C$. Например, величина $\langle x_A | \Psi_A \rangle$ позволяет вычислить вероятность обнаружения фотона либо в

выходном порте волновода А (коэффициент прохождения), либо в его входном порте (коэффициент отражения), если первоначально фотон влетел во входной порт волновода А. Величина $\langle x_B | \Psi_A \rangle$ позволяет вычислить вероятность обнаружения фотона либо в выходном порте волновода В, либо в его входном порте, если фотон влетел во входной порт волновода А. Аналогичный смысл имеют остальные семь амплитуд.

Результаты численного моделирования

Каждая из девяти амплитуд $\langle x_i | \Psi_j \rangle$, сложным образом зависит от 13-ти параметров системы, входящих в полный гамильтониан. Для облегчения задачи оптимизации мы сделали следующие упрощения: расстояния между кубитами Q₂, Q₃ и Q₁, Q₄ одинаковы ($l_{23}=l_{14}=l_s$). Скорости спонтанного излучения всех кубитов в волноводы А и С одинаковы ($\Gamma_{A3}=\Gamma_{A2}=\Gamma_{C1}=\Gamma_{C4}=\Gamma_S$) и отличны от аналогичных величин для волновода В ($\Gamma_{B1}=\Gamma_{B2}=\Gamma_C$). Введем безразмерные параметры $\Gamma_S/\Gamma_C=\beta$, $\Theta_N l_s/v_g=L_S$, $\Theta_N l_{12}/v_g=L_{12}$, где v_g - групповая скорость фотона, Θ_N - нормировочная частота, которая при расчетах принята равной 5 ГГц. Наборы частот возбуждения кубитов, дающих максимальный коэффициент прохождения в соответствующем канале, указаны в табл. 1

Таблица 1. Частоты возбуждения кубитов, $\Delta_{iN}=\Omega_i-\Theta_N$

	Δ_{1N} , МГц	Δ_{2N} , МГц	Δ_{3N} , МГц	Δ_{4N} , МГц
Set tAC	0.339	0.337	0.53	0.53
Set tAB	1.463	-0.542	0.581	0.289
Set tBC	-0.545	1.465	0.239	0.581

Например, набор Set tAC дает максимальную вероятность обнаружения фотона в выходном порту волновода С, если первоначально он влетел в волновод А. На прилагаемых графиках показаны частотные зависимости коэффициентов прохождения фотона в каждом из каналов для трех наборов, указанных в Таблице 1. Все расчеты проводились при следующих значениях параметров: $\beta=0.2$, $L_S=\pi/30$, $L_{12}=0.01\pi$, $\Theta_N=5$ ГГц, $\Gamma_C=10$ МГц.

Заключение

Таким образом, мы показали, что рассмотренная схема роутера позволяет управлять переключением фотона между портами прибора, достигая при этом вероятности порядка 80%. В случае использования

сверхпроводниковых потоковых кубитов подстройка частоты возбуждения Δ_{iN} производится достаточно просто с помощью внешнего магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проектов 3.12764.2018/12.2 и 3.4571.2017/6.7.

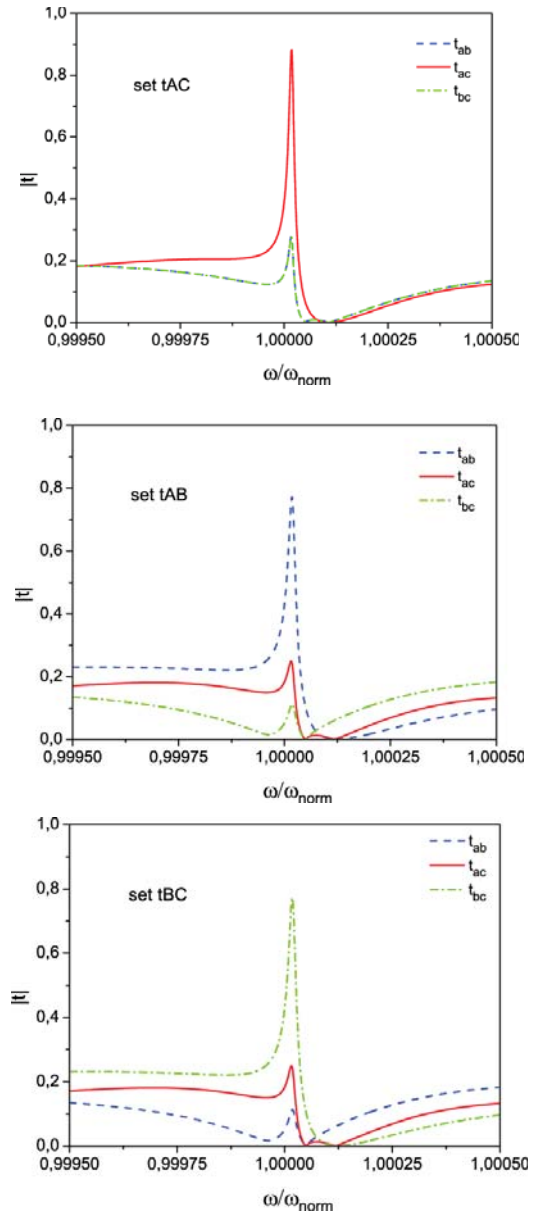


Рис. 2 Зависимости коэффициентов прохождения от частоты налетающего фотона

Литература

1. A.N. Sultanov, Ya.S. Greenberg, E.A. Mutsenik, D.K. Pitsun, E. П'ichev. E-print ArXiv: 1812.06716 (2018).
2. Y.S. Greenberg and A.N. Sultanov // Phys. Rev. A **95**, 053840 (2017).

Влияние нематических флуктуаций на микроволновое поглощение в кристаллах $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$

Ю.И. Таланов^{1,*}, И.И. Гимазов¹, Д.А. Чареев², А.Н. Васильев³

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН, Сибирский тракт, д.10/7, Казань, 420029.

² Институт экспериментальной минералогии РАН, ул. Академика Осипьяна, д.4, Черноголовка, 142432.

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д.1, Москва, 119991.

*talanov@kfti.knc.ru

В настоящей работе получены температурные зависимости удельного электрического сопротивления $\rho(T)$ и амплитуды микроволнового поглощения $A_m(T)$ для кристаллов $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ с различным соотношением Se/Te. Измерения микроволнового поглощения в магнитном поле обнаружили гистерезис в той области температур, где наблюдается расхождение функций $A_m(T)$ и $\rho^{1/2}(T)$. Этот результат служит подтверждением гипотезы о существовании нематических флуктуаций в исследованных халькогенидах железа.

Введение

Халькогениды железа в последние годы привлекают к себе большое внимание в связи с наличием сложного переплетения фаз с различным параметром порядка: структурным, магнитным, сверхпроводящим. Их интенсивное изучение обусловлено в значительной степени наличием явно выраженной нематической фазы, природа которой долгое время остается неясной. К настоящему времени еще не сложилось однозначного представления о влиянии нематического упорядочения на формирование сверхпроводящего состояния в этих соединениях [1], однако на связь между ними указывают многие экспериментальные данные. В частности, результаты ЯМР исследований [2] и неупругого рассеяния нейтронов [3] обнаружили влияние магнитных (спиновых) флуктуаций как на нематическое упорядочение, так и на установление сверхпроводящего состояния.

При приложении давления в образцах FeSe усиливаются спиновые флуктуации и возникает дальнедействующий магнитный порядок [4]. При этом повышается температура сверхпроводящего перехода T_c . Выше температуры магнитного упорядочения, усиленные давлением спиновые флуктуации имеют параметр порядка страйпового (анизотропного) типа и стимулируют установление нематического порядка и (или) нематических флуктуаций [4].

Известно, что замена части селена в соединении FeSe на Te приводит к возникновению механиче-

ских напряжений и, действуя аналогично внешнему давлению, усиливает магнитные флуктуации. Следствием этого является повышение T_c и установление магнитного порядка в соединениях с содержанием теллура близким к 100%. Однако, влияние химического замещения на нематический параметр порядка изучено слабо. Для решения этой задачи требуется метод регистрации слабых электронных возбуждений на высоких частотах, так как в большей части температурного диапазона нематический порядок существует в форме короткоживущих флуктуаций.

В настоящей работе мы использовали измерения микроволнового поглощения (МВП) на частоте около 10^{10} Гц для того, чтобы обнаружить флуктуации магнитного и нематического параметров порядка в кристаллах $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ с разным соотношением Te/Se. Учитывая, что при высоких температурах, в отсутствие сверхпроводимости и каких-либо флуктуаций, микроволновое поглощение определяется омическими потерями, сравнение результатов измерений МВА и сопротивления позволяет выделить флуктуационный вклад в рассеяние.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 и 2 приведены для примера результаты измерений сопротивления и микроволнового поглощения для одного из исследованных образцов $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ с приблизительно равным соотношением селена и теллура. Точная формула, полученная в результате элементного анализа с помощью энергодисперсионной спектроскопии, – $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$.

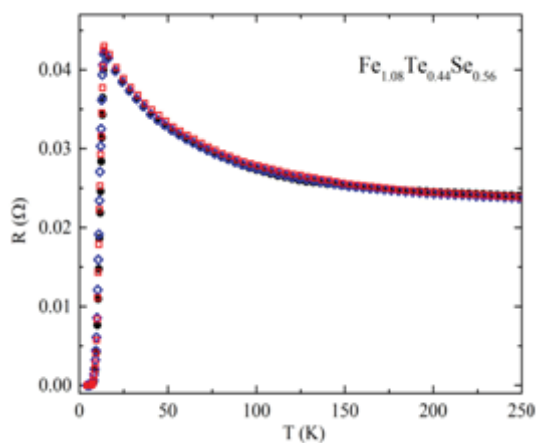


Рис. 1. Изменение сопротивления кристалла $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$ при увеличении температуры в нулевом магнитном поле (черные кружки), при $H = 7840$ Э (перпендикулярно плоскости ab , синие ромбы) и при $H = 8230$ Э (параллельно ab , красные квадраты)

Изменение сопротивления этого кристалла при температурах выше T_c имеет полупроводниковый характер. Очевидно, это обусловлено наличием избыточного железа [5]. Приложение магнитного поля величиной около 8 кЭ в направлении параллельном и перпендикулярном базисной плоскости кристалла не приводит к заметному изменению сопротивления и температуры перехода.

Существенно иначе реагирует на магнитное поле микроволновое поглощение, зарегистрированное на том же интервале температур (рис. 2). Прежде всего отметим, что ход температурной зависимости амплитуды поглощаемой микроволновой мощности $A_{mwa}(T)$ повторяет ход $R(T)$ при понижении температуры в нулевом магнитном поле («полупроводниковый» ход при $T > T_c$ и резкий спад ниже T_c). Обратный ход функции $A_{mwa}(T)$ (при повышении температуры от 10К до 250К) заметно отличается от такового для убывающей температуры: в интервале температур от T_c до ~ 150 К амплитуда МВП существенно выше при ходе вверх. То есть, наблюдается температурный гистерезис функции $A_{mwa}(T)$. Причем величина гистерезиса увеличивается при приложении и увеличении внешнего магнитного поля. Такое поведение амплитуды микроволнового поля с изменением температуры вниз и вверх можно объяснить, используя идею, высказанную в теоретической работе [6]. Авторы этой статьи утверждают, что любой физический параметр, на который оказывает влияние нематическое упорядочение, будет проявлять температурный гистерезис в области существования нематических флуктуаций. При этом величина гистерезиса зависит от величи-

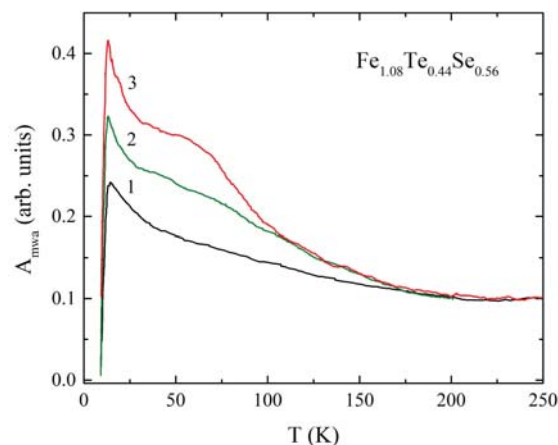


Рис. 2. Температурная зависимость амплитуды МВП в кристалле $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$: 1 – при понижении температуры в нулевом магнитном поле; 2 – при повышении температуры в поле $H = 0$; 3 – при повышении температуры при $H = 5000$ Э

ны поля (к примеру, магнитного), которое выстраивает нематические образования в одном направлении. Именно такое поведение обнаружено в наших измерениях амплитуды МВП в зависимости от температуры.

Этот результат служит подтверждением гипотезы о существовании нематических флуктуаций в кристаллах халькогенидов железа $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ в рассматриваемой области температур. Поскольку флуктуации имеют короткие времена жизни, они не оказывают влияние на сопротивление $R(T)$, измеренное на постоянном токе.

Работа выполнена при поддержке Программ РАН 1.5 и 1.12.

Литература

1. A.E. Böhrer, A. Kreisel // *J. Phys.: Condens. Matter* **30**, 023001 (2018).
2. T. Imai, K. Ahilan, F.L. Ning et al. // *Phys. Rev. Lett.* **102**, 177005 (2009).
3. Q. Wang, Y. Shen, B. Pan et al. // *Nature Materials* **15**, 159 (2016).
4. J.P. Sun, K. Matsuura, G.Z. Ye et al. // *Nat. Commun.* **7**, 12146 (2016).
5. Y. Sun, T. Taen, T. Yamada et al. // *Phys. Rev. B* **89**, 144512 (2014).
6. E.W. Carlson, K.A. Dahmen // *Nat. Commun.* **2**, 379 (2011).

Микроволновый отклик тонкопленочных SN структур с большой разностью нормальных проводимостей

С.С. Уставщиков^{1, 2*}, А.Ю. Аладышкин^{1, 2}, А.И. Елькина¹, А.М. Клушин¹, В.В. Рогов¹, П.А. Юнин^{1, 2}, Д.Ю. Водолазов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*sergey@ipmras.ru

В работе исследовалась температурная зависимость линейного электродинамического отклика тонкопленочных гибридных структур сверхпроводник - нормальный металл с большой разностью проводимостей в нормальном состоянии. Экспериментальное исследование сдвига частоты диэлектрического резонатора СВЧ в структурах MoN/Al показало существенно отличный характер отклика, по сравнению с сверхпроводниковой пленкой: с ростом толщины слоя нормального металла наблюдается смещение экстремума мнимой части поверхностного импеданса в область низких температур. С другой стороны, по низкочастотным измерениям магнитной экранировки взаимной индукции этот эффект практически отсутствует. Особенностью рассматриваемых структур является существенное влияние нормальной компоненты электронной жидкости в широкой области температур ниже критической, учет которой в рамках теории Лондонов дает хорошее согласие с экспериментом.

Введение

В настоящее время значительное внимание уделяется исследованию планарных гибридных сверхпроводящих структур, как базы для сверхпроводящей микроэлектроники. Измерение температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля λ позволяет исследовать микроматериальные параметры гибридных структур. В настоящей работе исследовались планарные гибридные структуры сверхпроводник — нормальный металл с большой разностью нормальных проводимостей. Ранее [1] в таких структурах был исследован эффект возрастания критического тока при охлаждении до гелиевых температур (и ниже) по сравнению с образцом без металлического слоя. В настоящей работе исследован эффект возрастания обратной эффективной глубины проникновения магнитного поля при понижении температуры в серии двуслойных планарных структур MoN/Al методами экранировки взаимной индукции и измерения спектра отражения микроволнового диэлектрического резонатора.

Методика эксперимента

Образцы получены последовательным напылением слоев MoN и Al на квадратную кремниевую подложку методом магнетронного напыления в установке с высоким базовым уровнем вакуума $< 2 \cdot 10^{-8}$ мБар. Толщина слоев готовых структур измерена «2θ»-методом на рентгеновском спектро-

метре Bruker. Толщина слоя MoN равная 22 ± 3 нм одинакова для всех образцов в серии, а толщины слоев Al была 0 (без Al), 16, 35, 60 нм.

Все измерения выполнены в транспортном сосуде Дьюара, погрешность измерения температуры менее 10^{-3} К. Температурная зависимость сопротивления пленок измерена 4х - точечным методом, по диагонали квадрата. Как видно из рис. 1, критическая температура сверхпроводящего перехода падает с ростом толщины алюминия вследствие эффекта близости.

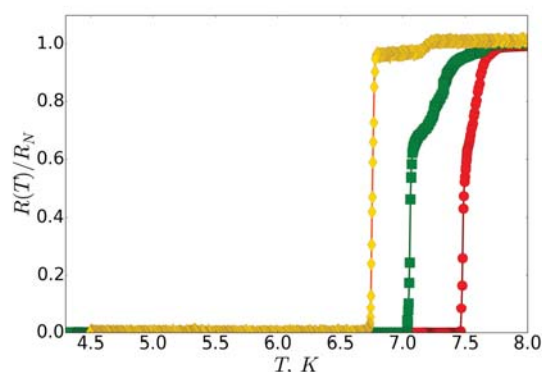


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления пленок (красные круги — $d_{Al} = 16$ нм, зеленые квадраты — $d_{Al} = 35$ нм, желтые ромбы красные круги — $d_{Al} = 60$ нм)

Для низкочастотных измерений магнитного экранирования образец помещался между двумя катушками индуктивно связанными между собой. Для

возбуждения и регистрации сигнала использовался синхронный детектор SR830 на частоте 14 kHz.

Микроволновые измерения проведены на установке измеряющей спектры поглощения цилиндрического диэлектрического резонатора (рутил, TiO_2), одна из стенок которого находилась в контакте с образцом. Измерения проведены для собственной моды TE_{011} с круговым распределением электрического поля на частоте ~ 8.5 GHz с помощью векторного анализатора цепей МИКРАН Р4М. Линия поглощения с высокой точностью описывается формулой Лоренца, что позволяет получить температурные зависимости частоты и добротности резонанса. Мощность непрерывного источника СВЧ излучения не превышала 1 мВт, что обеспечивало линейный режим измерений во всем диапазоне температур.

Результаты

Как видно из рис. 2, по измерениям взаимной индукции, обратная глубина проникновения магнитного поля $1/\lambda_{\text{эф}}$ растет при увеличении толщины алюминиевой пленки, что наиболее заметно при уменьшении температуры.

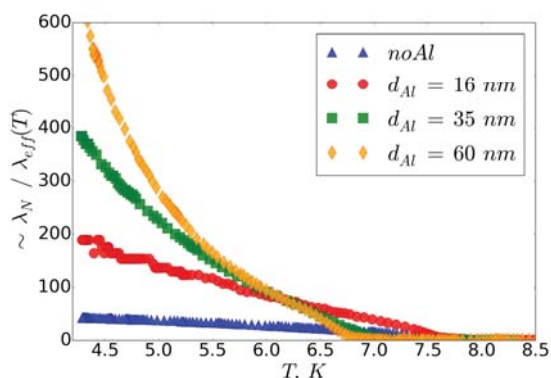


Рис. 2. Температурная зависимость λ^{-1} по измерениям взаимной индукции

Аналогичное поведение ожидалось и для микроволновых измерений, однако, зависимость резонансной частоты $f(T)$ от температуры, которая в обычных сверхпроводниках пропорциональна $\lambda_{\text{эф}}$, имеет существенно отличный характер см. рис. 3. Качественно, измерения показывают, что глубина проникновения магнитного поля уменьшается с ростом толщины пленки, однако аппроксимация вида $f_0(T) = A + B / (1 - T/T_c)$, хорошо описывающая

низкотемпературную часть кривой дает существенную ошибку в оценке критической температуры.

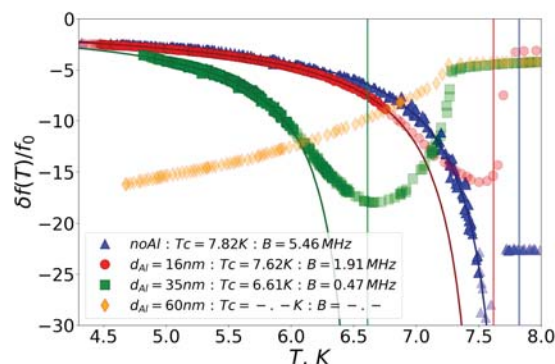


Рис. 3. Температурная зависимость резонансной частоты диэлектрического резонатора

Характерный вид зависимости говорит о том, что существенный вклад в поверхностный импеданс дает высокая нормальная проводимость. Детальный расчет поверхностного импеданса с учетом пространственного распределения параметра порядка позволил получить температурную зависимость резонансной частоты качественно совпадающую с экспериментальной зависимостью.

Заключение

В работе сделаны исследования температурные зависимости глубины проникновения магнитного поля в тонких планарных двуслойных структурах MoN/Al методами экранировки взаимной индукции и диэлектрического микроволнового резонатора. Показано, что на микроволновые измерения поверхностного импеданса существенно влияет высокая нормальная проводимость алюминиевого слоя.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-02-00528) и Российского научного фонда (проект 15-12-10020).

Литература

1. D.Yu. Vodolazov et al. // Supercond. Sci. Technol. **31** (2018) 115004.
2. N. Pompeo et al. // Phys. Rev. B **90** (2014) 064510.

Проявление некогерентности движения зарядовой и вихревой подсистем в двумерном электронном сверхпроводнике

Т.Б. Чарикова^{1, 2,*}, Н.Г. Шелушина¹, А.С. Клепикова¹, М.Р. Попов¹, А.А. Иванов³

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620137.

² ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина», ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское ш, 31, Москва, 115409.

*charikova@imp.uran.ru

Установлено, что в двумерном электронном сверхпроводнике имеет место термическая активация абрикосовских вихрей между плоскостями CuO_2 в скрещенных магнитном и электрическом полях при низкой температуре, а анизотропия сопротивления Холла в нормальном состоянии между проводящими плоскостями и в проводящих плоскостях достигает $\rho_{xy}^c/\rho_{xy}^{ab} \approx 6 \cdot 10^3$.

Введение

В начале 90-х годов прошлого столетия было уделено большое внимание изучению поведения вихревой системы в смешанном состоянии высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Наиболее изученными оказались дырочно – легированные соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. В процессе исследования изменения сопротивления в магнитном поле было установлено, что существует зависимость магнитосопротивления от ориентации магнитного поля относительно проводящих плоскостей CuO_2 в ВТСП-соединениях. Авторами работ [1,2] активно обсуждался вопрос наличия внутреннего пиннинга, который оказывает влияние на движение и поведение решетки вихрей. Однако ввиду необычайной сложности данного процесса и отсутствия высококачественных объектов для исследования полного понимания особенностей переноса как зарядовой системы, так и системы вихрей при изменении температуры и внешнего магнитного поля, а также при различных конфигурациях электрического и магнитного полей до настоящего времени не существует. В нашей работе мы проанализировали движение носителей заряда и вихревой системы в двумерном сверхпроводнике с электронным типом легирования $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ в недолегированной и оптимально легированной областях ($x = 0.135, 0.145, 0.15$). Мы провели сравнение процессов переноса, возникающих в проводящих плоскостях CuO_2 и поперек проводящих плоскостей в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Методика эксперимента

Методом импульсного лазерного осаждения [3] были синтезированы эпитаксиальные пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с $x=0.135, 0.145$ и 0.15 двух типов:

1. Ориентация пленки (001) - c -ось решетки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ перпендикулярна плоскости подложки SrTiO_3 .
2. Ориентация пленки (1 $\bar{1}$ 0) - ось c решетки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ направлена вдоль короткой стороны подложки SrTiO_3 . Такая конфигурация пленки была выбрана для исследования эффекта Холла, возникающего между проводящими плоскостями CuO_2 . Условия оптимального отжига для пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ $x=0.15$: $t = 60$ мин., $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5}$ мм. рт. ст.; для $x=0.135$ и 0.145 : $t = 60$ мин., $T = 600^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5}$ мм. рт. ст. Температурные и полевые зависимости сопротивления Холла $\rho_{xy}(T, B)$ для всех исследованных типов пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ были проведены на установке Quantum Design PPMS 9 и в соленоиде «Oxford Instruments» (ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН). Электрическое поле было приложено всегда параллельно плоскости подложки SrTiO_3 . Внешнее магнитное поле B всегда было направлено перпендикулярно плоскости подложки SrTiO_3 . В зависимости от типа измеряемых образцов мы получили возможность измерить температурные и полевые зависимости сопротивления Холла в проводящих плоскостях CuO_2 и между плоскостями (вдоль оси c).

Экспериментальные результаты

Исследования температурных зависимостей удельного сопротивления показали, что низкотемпературный коэффициент анизотропии сопротивления максимален для $x = 0.145$ ($\rho_c/\rho_{ab} \approx 2 \cdot 10^3$) и $x = 0.135$ ($\rho_c/\rho_{ab} \approx 10^3$) и значительно меньше для $x = 0.15$ ($\rho_c/\rho_{ab} \approx 10^2$), в отличие от ситуации в перелегированной области ($x > 0.15$), где имеет место прямая корреляция между величиной коэффициента анизотропии сопротивления и критической температурой T_c . Анализ температурных зависимостей сопротивления в проводящих плоскостях CuO_2 и между проводящими плоскостями вдоль оси c в отсутствие магнитного поля указывает на то, в недолегированной и оптимально легированной области перенос носителей заряда вдоль оси c определяют два взаимодополняющих процесса: некогерентное туннелирование и термическая активация через барьеры (слои $\text{Nd}(\text{Ce})\text{O}$).

Температурные зависимости сопротивления Холла в плоскости CuO_2 и между плоскостями CuO_2 были измерены в магнитном поле $B = 1$ Т, которое меньше верхнего критического поля в этом соединении.

В нормальном состоянии значение анизотропии сопротивления Холла в скрещенных электрическом и магнитном полях между плоскостями CuO_2 на три порядка больше, чем в проводящих плоскостях, и достигает $\rho_{xy}^c/\rho_{xy}^{ab} \approx 6 \cdot 10^3$.

При низкой температуре в смешанном состоянии «холловское сопротивление» между плоскостями CuO_2 показывает термически активированное поведение. Происхождение энергии активации может иметь различную природу: активация вихревой полосы [4,5] или однократная активация нескольких вихрей в слоистых материалах, когда магнитное поле лежит в плоскостях CuO_2 [6].

В режиме активации вероятность перехода вихря из одного минимума внутреннего потенциала пиннинга между слоями пропорциональна $\exp(-U_0/kT)$. Для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.15$ в интервале температур $T = (14.3 - 20.1)$ К мы обнаружили, что энергия активации вихря между плоскостями CuO_2 - равна $U_0 = 8.4$ мэВ, для пленок с $x = 0.145$ в интервале температур $T = (6.2 - 12.3)$ К $U_0 = 53.9$ мэВ (рис.1), а для пленок с $x = 0.135$ в интервале температур $T = (3.2 - 8.5)$ К $U_0 = 4.7$ мэВ.

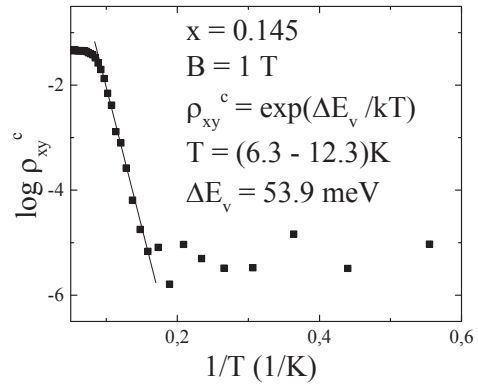


Рис. 1. Активационная зависимость сопротивления Холла между плоскостями CuO_2 в смешанном состоянии.

Такое поведение связано с активационным движением через барьер (непроводящие области $\text{Nd}(\text{Ce})\text{O}$ одиночных вихрей. Увеличение энергии активации для пленки с $x = 0.145$ соответствует максимуму коэффициента анизотропии удельного сопротивления.

Таким образом, было установлено, что в отсутствие внешнего магнитного поля наблюдается сильно некогерентный двумерный транспорт. Именно это условие позволяет непосредственно наблюдать термическую активацию вихрей между плоскостями CuO_2 в скрещенных магнитном и электрическом полях при низкой температуре.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 и проекту № 18-10-2-6 Программы УрО РАН при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00192).

Литература

1. W.K. Kwok, U. Welp, V.M. Vinokur et al. // Physical Review B, V.67, 390 (1991).
2. Yu. Eltsev and Ö. Rapp // Physical Review B V.57, R3237 (1998).
3. А.С. Клепикова, Т.Б. Чарикова, Н.Г. Шелушина и др. // Физика твёрдого тела, V. 60, 2121 (2018).
4. G. Blatter, M.Y. Feigel'man, Y. B. Geshkenbein, et al. // Review of Modern Physics, V. 66, 1125 (1994).
5. S. Martin, A.T. Fiory, R.M. Fleming et al. // Physical Review Letters, 62, 677 (1989).
6. B.I. Ivlev, Yu.N. Ovchinnikov, R.S.Thompson // Physical Review B, 44, 7023 (1991).

Численное моделирование гистограмм токов переключения в слоистых сверхпроводниках

А.В. Чигинев^{1,2*}, А.Л. Панкратов^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950.

*chig@ipmras.ru

Проведено численное моделирование гистограмм токов переключения в резистивное состояние слоистых высокотемпературных сверхпроводников типа BSCCO с внутренним эффектом Джозефсона. Расчеты проводились в рамках модели в виде связанных одномерных уравнений типа синус-Гордона с учетом воздействия белого гауссова шума. В процессе расчета проводилось плавное увеличение внешнего тока, и фиксировалось значение тока, при котором происходит переход системы из сверхпроводящего состояния в резистивное. Благодаря наличию шума в системе это значение получалось разным в зависимости от реализации. В ходе моделирования изменялись длина структуры и число слоев. Получено, что при увеличении числа слоев в системе гистограмма переключения сдвигается в сторону меньших внешних токов, стремясь при этом к определенному пределу.

В работе было проведено численное исследование зависимости гистограмм токов переключения образца меза-структуры BSCCO в резистивное состояние от числа слоев и размеров структуры. Исследование проводилось на основе модели связанных уравнений типа синус-Гордона:

$$\varphi_{i,xx} = \sum_{j=1}^N K_{ij}(\dot{\varphi}_j + \alpha\dot{\varphi}_j + \sin \varphi_j - j + j_n), \quad (1)$$

где φ — джозефсоновская разность фаз, K_{ij} — трехдиагональная матрица: $K_{ii} = 1 + 2\mu$, $K_{i,i\pm 1} = -\mu$, остальные элементы матрицы K равны 0. Параметр $\mu = \lambda_{ab}^2/s^2$ представляет собой константу магнитной связи, характеризующую данную слоистую структуру. Здесь λ_{ab} — глубина проникновения продольного магнитного поля в направлении оси c , s — период слоистой структуры сверхпроводника. В слоистых сверхпроводниках μ является большой величиной и достигает значения порядка 10^4 . j_n в данном уравнении обозначает шумовую компоненту тока смещения, и является белым гауссовым шумом с нулевым средним значением.

Расчет гистограммы переключения структуры проводился следующим образом. В нулевой момент времени задавались начальное значение внешнего тока j_{init} и начальные условия в каждом слое $\varphi = \sin^{-1} j_{init}$ и $\dot{\varphi} = 0$. Затем внешний ток плавно увеличивался до максимального значения.

За счет шумовой компоненты внешнего тока переключение в резистивное состояние происходило раньше, чем внешний безразмерный ток дойдет до 1 (т.е. достигнет критического значения). Значение внешнего тока, при котором произошло переключение, фиксировалось. Данный процесс запускался много раз, и каждый раз значение тока переключения получалось разным из-за случайного шумового воздействия.

Вероятность переключения при данном значении тока смещения j вычисляется следующим образом:

$$P(j) = \frac{1}{N_r} \sum_k f_k(j), \quad (2)$$

где $f_k(j) = 1$, если в k -й реализации система при внешнем токе j находится в резистивном состоянии, $f_k(j) = 0$, если система в сверхпроводящем состоянии. Здесь N_r — число реализаций, k — номер реализации. Гистограмма токов переключения вычисляется по формуле

$$W(j) = \frac{dP(j)}{dj} \quad (3)$$

и дает по сути плотность вероятности переключения системы в резистивное состояние.

Для реализации численного решения системы (1) и алгоритма расчета гистограмм токов переключения была написана программа с применением алгоритмов распараллеливания вычислений.

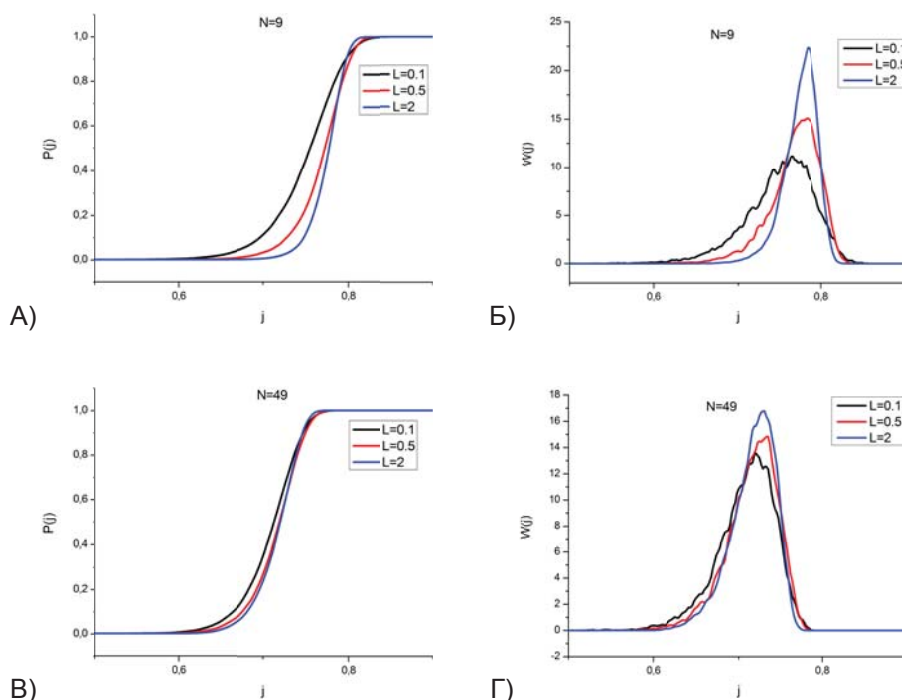


Рис. 1. А,В) вероятности переключения меза-структуры в резистивное состояние для $N=9$ (А) и для $N=49$ (В); Б,Г) гистограммы токов переключения для $N=9$ (Б) и для $N=49$ (Г)

На рис. 1 показаны результаты расчетов вероятностей переключения структуры в резистивное состояние и гистограмм токов переключения для структур, состоящих из разного числа слоев — $N=9$ (рис. 1а,б) и $N=49$ (рис. 1в,г). Все результаты были рассчитаны при разных длинах структуры, от $L=0.1$ до $L=2$.

Рис. 1 показывает, что в системе, состоящей из относительно небольшого числа слоев, вероятность переключения существенно зависит от длины структуры. Для короткой структуры ширина гистограммы наибольшая, и ее пик смещен в область меньших токов. С увеличением длины структуры гистограмма становится уже и ее пик смещается в область больших токов. Полученная зависимость гистограмм от длины говорит о том, что характер связей в системе вдоль слоев таков, что с увеличением длины возрастает устойчивость системы к шумовому воздействию, но при увеличении длины системы ширина гистограммы выходит на насыщение. Этот результат согласуется с полученным ранее для одиночного длинного джозефсоновского контакта [1].

В системе из большего числа слоев ($N=49$) вероятности переключения уже слабо зависят от длины структуры (рис. 1в,г), хотя, как и в случае $N=9$,

меньшей длине соответствуют более широкие гистограммы, расположенные немного левее.

Анализ численного эксперимента показывает, что при заданном числе слоев гистограмма токов переключения при увеличении длины системы стремится к некоторому пределу, зависящему от числа слоев. Однако при большом числе слоев этот предел соответствует более широкой гистограмме, чем при малом числе слоев. Этот характер зависимости гистограмм от числа слоев позволяет утверждать, что при росте числа слоев влияние шума на систему усиливается, из-за достаточно слабых связей между слоями становится все сложнее синхронизовать систему, что приводит к уширению гистограмм при росте N , и противоречит ранее опубликованным результатам других авторов (см., например, [2]).

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 16-19-10478).

Литература

1. K.G. Fedorov, A.L. Pankratov // Phys. Rev. Lett. 103, 260601 (2009).
2. S.-Z. Lin, A.E. Koshelev // Phys. Rev. B **87**, 214511 (2013).

Влияние стартового состава загрузки на результат кристаллизации $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

С.А. Чурип

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

churin@ipmras.ru

Методом Бриджмена выращены кристаллы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. В качестве стартовых составов были выбраны порошки $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ и $\text{Bi}_{2.2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. В работе приводятся технология изготовления порошков и условия их кристаллизации, а также фотографии выращенных кристаллов, зависимость сопротивления кристаллов от температуры, степень структурного совершенства. Предполагается, что избыток Bi в стартовом составе играет роль растворителя и способствует образованию крупных совершенных монокристаллов.

Введение

Кристаллы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ представляют интерес как объекты для изучения явления высокотемпературной сверхпроводимости. С другой стороны они являются источниками терагерцового излучения [1]. Поэтому разработка и совершенствование методов выращивания кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ является актуальной задачей. Одним из методов выращивания кристаллов является охлаждение раствора оксидов Bi, Sr, Ca, Cu в расплаве KCl [2]. Однако данным методом получают кристаллы с латеральными размерами несколько десятых долей мм. Кроме этого эти кристаллы обогащены элементами расплава, что усложняет интерпретацию полученных с них результатов. Метод зонной плавки [3] позволяет выращивать монокристаллы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ размерами сравнимыми с 1 см, однако их совершенство далеко от идеального. На поверхности монокристаллов видны включения меди, ширина перехода в сверхпроводящее состояние составляет несколько градусов. Монокристаллы получаемые методом Бриджмена [4] имеют размеры не уступающие монокристаллам полученным в результате зонной плавки, но имеют более совершенные характеристики. Поэтому развитие метода Бриджмена для выращивания монокристаллов является наиболее перспективным.

Методика эксперимента и результаты

В настоящей работе с целью поиска растворителя, который обеспечивал бы улучшение характеристик монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, выращиваемых методом Бриджмена, выполнялась кристаллизация загрузок, которые отличались концентрацией Bi.

В качестве стандартного состава был выбран порошок $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Предполагалось, что стартовый состав загрузки с избытком Bi - $\text{Bi}_{2.2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ позволит увеличить объём выращенных кристаллов. Для кристаллизации использовались тигли Бриджмена из Al_2O_3 . В качестве исходных компонентов для синтеза порошков $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ и $\text{Bi}_{2.2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ использовались Bi_2O_3 , SrCO_3 , CaCO_3 , CuO «хч» качества. Процедура изготовления порошков заключалась в чередовании тщательного перемешивания порошков, их отжига, перетирации спека. Многократное (до 10 раз) повторение данной процедуры со ступенчатым увеличением температуры отжига от 640°C до 840°C позволило выжечь соединения с углеродом и довести концентрацию требуемой фазы до 70%.



Рис. 1а. Скол кристалла выращенного из исходного состава $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

Далее из полученного порошка методом холодного прессования готовились цилиндры диаметром 15 мм и высотой 25 мм. Цилиндр помещался в тигель Бриджмена, который опускался в вертикальную трубчатую печь с максимальным значением температуры 1000°C. Отклонение температуры в печи от заданного значения не превышало 0.5°C.

Градиент температуры на всём протяжении загрузки был одного знака и менялся от 1 до $20^{\circ}\text{Ccm}^{-1}$.

Скорость опускания тигля была 0.375 мм/час. Тигель из горячей зоны выводился в течение 150 часов, после чего источник питания печи отключался. После остывания печи до комнатной температуры тигель доставался из печи и разбивался молотком. Содержимое тигля практически не взаимодействовало со стенками тигля и отделялось от него. Образцы выращенных кристаллов фотографировались, изучалось их структурное совершенство. Степень структурного совершенства кристаллов определялась на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover. На рис. 1а приведена фотография расколотого кристалла, выращенного из исходного состава $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Видно, что он представляет собой сrostок мелких кристаллов.

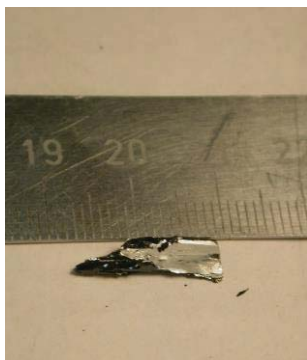


Рис. 1б. Скол кристалла выращенного из исходного состава $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

Это скорее поликристалл, чем текстура. Совсем иначе выглядит кристалл выращенный с избытком Bi , рис. 1б. Кристалл раскалывается по граням, размеры которых сравнимы с 1 см. На рис.2 приведена кривая качания для отражения 0012 грани 001. Ширина отдельных пиков сравнима с 0.1 градуса.

Заметное улучшение структуры кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ выращенных с избытком Bi может быть связано с тем, что избыток Bi играет роль растворителя. С другой стороны, возможно, что

избыточный Bi компенсирует количество Bi испарившегося в процессе кристаллизации. Это предстоит выяснить в процессе дальнейших исследований.

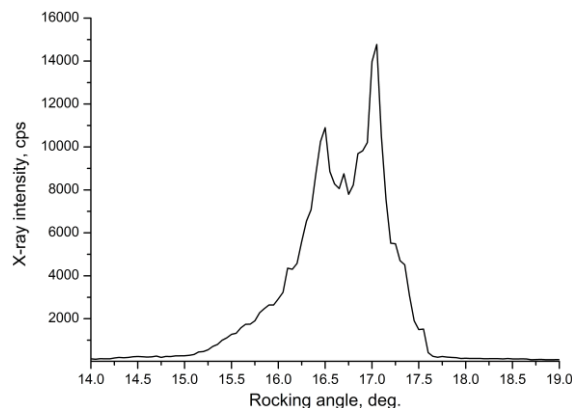


Рис. 2. Кривая качания для отражения 0012 грани 001 кристалла выращенного из исходного состава $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро и наноструктур».

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант 16-19-10478)

Литература

1. L. Ozyuzer, A.E. Koshelev, C. Kurter et al. // *Science*, 23. V. 318. no. 5854, pp. 1291-1293, 23 November 2007.
2. T. Shishido, D. Shindo, K.Ueki et al. // *Jpn. J. Appl. Phys.* V. 28, pp. L791-L793, May 1989.
3. Л.Н. Демьянец, А. Б. Быков, Г.В. Канунников и др. // *Сверхпроводимость: физика, химия, техника*. Т. 2, № 12, стр. 147 – 154, (1989).
4. H. Tanaka, Y. Echizen, S. Kishida and K. Ando // *IEEE TRANSACTION ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, V.15, № 2, pp. 3133- 3136, JUNE 2005.

Кинетика синтеза соединения $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

С.А. Чуринов, П.А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

churin@ipmras.ru

В работе приводятся данные исследования кинетики образования фазы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ в результате твердофазного синтеза. Показано, что синтез идет через образование промежуточных фаз и выходит на устойчивую траекторию роста количества $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ около 800°C. Приводятся кинетические кривые для фаз участвующих в формировании $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$.

Введение

Высокотемпературное сверхпроводящее соединение $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ является исходным как комплекующее проводников первого поколения [1] и используется для выращивания кристаллов [2]. В литературе приводятся самые различные схемы синтеза порошков BiSrCaCuO [3,4]. Однако детального исследования кинетики формирования фазы BiSrCaCuO выполнено не было. Настоящей работой предполагается частично восполнить этот пробел и сделать некоторые заключения о порядке реакций ведущих к образованию фазы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$.

Методика и результаты эксперимента

В работе использовались соединения Bi_2O_3 , SrCO_3 , CaCO_3 , CuO “хч” качества, применялась стандартная процедура твердофазного синтеза BiSrCaCuO и изучения фазового состава полученного продукта. Фазовый состав исследуемых соединений определялся на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover. Съемка осуществлялась в геометрии Брэгга-Брентано с линейным позиционно-чувствительным детектором LynxEye, излучение CuK_α . Полуколичественный фазовый анализ проводился методом корундовых чисел с использованием базы данных порошковой дифракции PDF-2 release 2011. Тщательно подготовленная смесь порошков, соответствующая стехиометрическому составу $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, первоначально отжигалась при температуре 700°C в течение 10 часов с последующим остыванием в муфельной печи до комнатной температуры. После отжига спёк перетирался и проводился его рентгенофазовый анализ. Такая процедура повторялась последовательно при температурах 740°C, 760°C, 780°C, 800°C, 820°C и 840°C.

Далее температура отжига была 840°C, время однократного отжига увеличилось до 15 часов. Отжиг при данных условиях повторялся 7 раз. Найдено, что фазами, которые участвуют в формировании $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, начиная с температуры отжига 840°C градусов, являются следующие: CuO ; $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$; $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$; $\text{Sr}_{6.27}\text{Ca}_{4.73}\text{Bi}_6\text{O}_{22}$. Фазы CaCO_3 и SrCO_3 исчезают соответственно после отжига при температуре 700°C и 780°C. Фазы, которые образуются в результате отжигов при температурах 700°C, 740°C, 760°C, 780°C, 800°C, можно отнести к разряду промежуточных: $\text{Bi}_{16}\text{Sr}_{5.44}\text{Ca}_{8.56}\text{O}_{38}$; Sr_4Bi_3 ; $\text{Bi}_{1.916}\text{Sr}_{1.84}\text{CuO}_{5.482}$; $\text{Bi}_6\text{Sr}_2\text{O}_{11}$; $\text{Sr}_{6.27}\text{Ca}_{4.73}\text{Bi}_6\text{O}_{22}$ (после отжига при 740°C).

На рис. 1 приведена зависимость массовой концентрации обнаруженных в спёке фаз от времени отжига. Сразу обращает на себя внимание тот факт, что соединение CaCO_3 исчезает в спёке после 10 часов отжига при температуре 700°C, а SrCO_3 после 30 часов отжига (температура 760°C). До температуры отжига 800°C в спёке фазы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ не обнаружено. В спёке после отжига при температуре 780°C и 800°C обнаружена в количестве около 40% фаза $\text{Bi}_{1.916}\text{Sr}_{1.84}\text{CuO}_{5.482}$.

Однако она не наблюдается при более низких и более высоких температурах отжига. При температуре отжига 820°C появляется сверхпроводящая фаза $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ в количестве около 40%. Содержание фазы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ в этот момент в спёке составляет всего чуть более 5% (рис. 2).

Далее с увеличением температуры и времени отжига содержание фазы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ начинает падать, а количество фазы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ – растёт (рис. 2). Ранее, в литературе [5] отмечался факт участия фазы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ в формировании $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$.

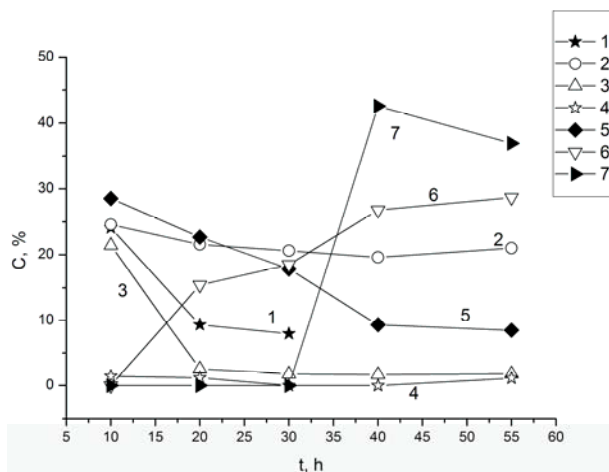


Рис. 1. Зависимость массовой концентрации фаз (С %) в спеченной керамике от времени (t в часах). 1 – SrCO_3 ; 2 – CuO ; 3 – $\text{Bi}_6\text{Sr}_2\text{O}_{11}$; 4 – Sr_4Bi_3 ; 5 – $\text{Bi}_6\text{Sr}_{5.44}\text{Ca}_{8.56}\text{O}_{38}$; 6 – $\text{Sr}_{6.27}\text{Ca}_{4.73}\text{Bi}_6\text{O}_{22}$; 7 – $\text{Bi}_{1.91}\text{Sr}_{1.84}\text{CuO}_{5.482}$

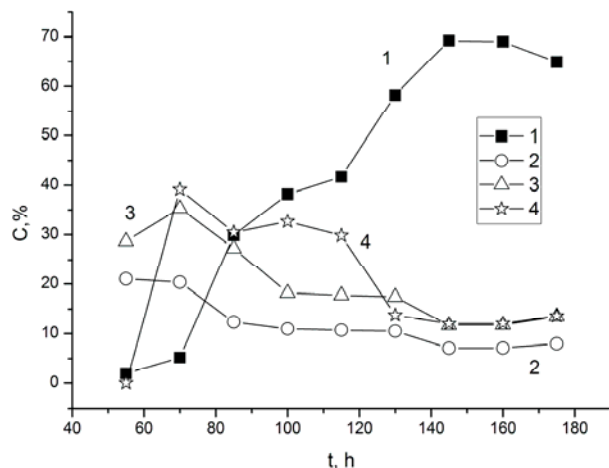


Рис. 2. Зависимость массовой концентрации фаз (С %) в спеченной керамике от времени (t в часах) 1 – $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$; 2 – CuO ; 3 – $\text{Sr}_{6.27}\text{Ca}_{4.73}\text{Bi}_6\text{O}_{22}$; 4 – $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$

Из данных приведённых на рис. 2 хорошо видно, что в формировании фазы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ принимают участие также соединения CuO ; $\text{Sr}_{6.27}\text{Ca}_{4.73}\text{Bi}_6\text{O}_{22}$. Количество их с увеличением времени отжига падает.

Однако необходимо заметить, что после 150 часов отжига количество фазы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ в спёке начинает падать, а количество фаз участвующих в формировании этой фазы растёт. Это обстоятельство показывает, что реакция формирования фазы обратимая.

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро и наноструктур».

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-19-10478)

Литература

1. A. Levaretto, V. Braccini, D. Contarino, C. Federhini, and A. Malagoli. New concept for the development of Bi – 2212 wires for high field application // *Supercond. Sci. Technol.*, v. 29, pp.1-9,
2. Mar. 2016.2. H. Tanaka and S. Kishida. Growth of Large $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ single crystals by a modified Bridgman method. // *J. Cryst. Growth*, vol. 237-239, pp.749-752, Apr. 2002.
3. Г.М. Кузьмичёва, Т.Н. Тарасова, В.А. Толстова и др. Особенности строения некоторых фаз в системе Bi–Ca–Sr–Cu–O // *Сверхпроводимость: физика, химия, техника*. 1990, т. 3, № 10, ч. 2, с. 2428 – 2444.
4. А.И. Пономарев, К.Р. Крылов, Н.В. Мушников и др. Парапроводимость, критические поля и энергия активации крипа потока в литой керамике $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ // *Сверхпроводимость: физика, химия, техника*. 1992, т. 5, № 12, с. 2259-2271.
5. Р. Хорынь, И.Филатов, Я. Зяя и др. Кристаллохимические особенности сверхпроводящих висмутовых купратов. // *Сверхпроводимость: физика, химия, техника*. 1990, т. 3, №9, с. 1969-1979.

Физика высокотемпературных сверхпроводников

В.Р. Шагинян*

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Петербургский институт ядерной физики

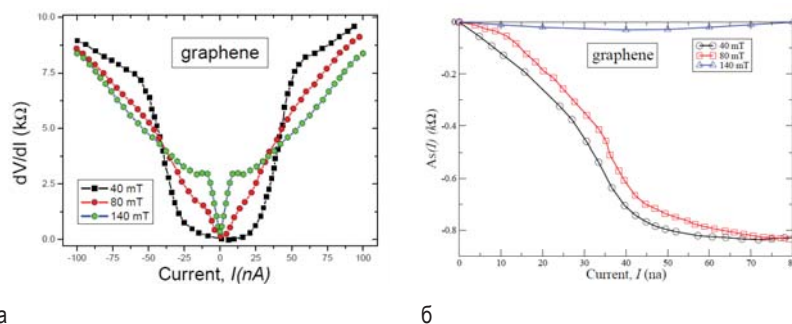
*vrshag@thd.npi.spb.ru

Показано, что основным физическим механизмом, ответственным за необычные свойства высокотемпературных сверхпроводников, является топологический квантовый фазовый переход, вызванный появлением фермионной конденсации.

Топологический ферми - конденсатный квантовый фазовый переход (ФККФП) ведет к фермионной конденсации и формирует плоскую зону. В свою очередь плоская зона стимулирует возникновение высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), когда отношение T_c/T_F достигает 0.1, что является характеристикой сильно коррелированной ферми-системы. Здесь T_c температура сверхпроводящего перехода, а T_F температура Ферми [1]. Поскольку топологическое состояние с фермионным конденсатом нарушает симметрию по отношению к обращению времени, теорема Леггетта, утверждающая, что плотность сверхпроводящих электронов n_s равна полной плотности электронов n_e при температуре $T=0$, больше не применима. В результате, плотность сверхпроводящих электронов n_s оказывается малой по сравнению с общей плотностью электронов n_e , а отношение T_c/T_F достигает 0.1, что соответствует эксперименту [2,3]. Критическая температура сверхпроводящего фазового перехода T_c является линейной функцией n_s , а $n_s(T)$ пропорциональна T_c-T . Появление таких необычных свойств является прямым следствием фермионной конденсации [1,4], что было предсказано в точно решаемой модели [5] задолго до того, как экспериментальные наблюдения были получены Божовичем и др. [2,3]. Таким образом, экспериментальные наблюдения [2,3] можно рассматривать как прямое подтверждение существования фермионной конденсации. Недавние измерения на графене с плоскими зонами и реализацией ВТСП [6] принесли

новые экспериментальные доказательства, что в основе ВТСП лежит ФККФП. На графене было измерено дифференциальное туннельное сопротивление как функция приложенного напряжения V [6], которое в системах с плоскими зонами должно быть асимметричной функцией V , однако в достаточно сильных магнитных полях асимметрия исчезает, поскольку система приобретает свойства ферми-жидкости Ландау [1]. Эти наблюдения находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными: дифференциальное сопротивление как функция V асимметрично, однако в магнитном поле 140 мТ асимметрия исчезает [6], см. Рисунок 1, а и б, соответственно [7]. Экспериментальные исследования зонной структуры ВТСП FeSe вблизи угла и центра зоны Бриллюэна показали, что структура монотонно изменяется с температурой от 6 К до комнатной температуры. Это изменение расширяет обе части поверхности Ферми [8]. Такое поведение трудно согласовать с существующими теоретическими подходами к описанию физики ВТСП [8]. Вместе с тем, такое поведение вполне согласуется с поведением системы вблизи точки ФККФП и за точкой этого фазового перехода [1].

Многочисленные экспериментальные данные, собранные на металлах с тяжелыми фермионами, фрустрированных магнитах, квазикристаллах и недавние экспериментальные наблюдения на ВТСП позволяют заключить, что ФККФП является главной причиной особенного поведения сильно коррелированных ферми-систем [9].



а

б

Рис. 1. а) Туннельное сопротивление, измеренное в разных магнитных полях. б) При наложении поля в 140 мТ асимметрия исчезает

Литература

1. V.R. Shaginyan, M.Ya. Amusia, A.Z. Msezane and K. G. Popov // *Phys. Rep.* **492**, 31 (2010).
2. J.I. Bozovic, X. He, J. Wu and A. T. Bollinger, // *Nature* **536**, 309 (2016).
3. J. Zaane // *Nature* **536**, 282 (2016).
4. V.R. Shaginyan, V.A. Stephanovich, A.Z. Msezane, G.S. Japaridze and K.G. Popov // *Phys. Chem. Chem. Phys.* **19**, 21964 (2017).
5. J. Dukelsky, V. Khodel, P. Schuck and V. Shaginyan // *Z. Phys.* **102**, 245 (1997).
6. Y. Cao, V. Fatemi, S. Fang, K. Watanabe, T. Taniguchi, E. Kaxiras and P. Jarillo-Herrero, // *Nature* **556**, 43 (2018).
7. V.R. Shaginyan, A.Z. Msezane, G.S. Japaridze, V.A. Stephanovich and Y.S. Leevik // *JETP Lett.* **108**, 335 (2018).
8. Y.S. Kushnirenko, A.A. Kordyuk, A.V. Fedorov, E. Haubold, T. Wolf, B. Büchner and S.V. Borisenko // *Phys. Rev. B* **96**, 100504(R) (2017).
9. M.Ya. Amusia, K.G. Popov, V.R. Shaginyan and V.A. Stephanovich, *Theory of Heavy-Fermion Compounds; Theory of Strongly Correlated Fermi-Systems* // *Springer Series in Solid-State Sciences*, Vol. **182**, 2015.

Физические явления в φ_0 -переходе

Ю.М. Шукринов^{1,2,*}, И.П. Рахмонов^{1,3}, М. Nashaat^{1,4}, А. Мазаник^{1,5}, К. Sengupta⁶

¹Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия.

²Государственный университет Дубна, Дубна, Россия.

³Физико-Технический институт им. С.У. Умарова, АН РТ, Душанбе, 734063 Таджикистан.

⁴Department of Physics, Cairo University, Cairo, Egypt

⁵Department of Physics, University of South Africa, Florida 1710, South Africa

⁶Московский Физико-технический Институт, Долгопрудный, Московская область, 141700,

⁶Indian Association for the Cultivation of Science, Kolkata, 700 032, India

*shukrinov@theor.jinr.ru

В настоящей работе приводятся результаты исследований, касающиеся динамики и вольт-амперных характеристик φ_0 -перехода. Представлены данные о ферромагнитном резонансе, основанные на расчете максимального и минимального значения компонент намагниченности при каждом значении базового тока, проявляющемся на вольт-амперной характеристике в виде специфической особенности. Эти данные указывают на взаимное влияние джозефсоновского тока и прецессии намагниченности в ферромагнитном слое φ_0 -перехода.

Введение

В исследовании джозефсоновских структур с ферромагнетиками важное место занимает φ_0 -переход, в котором разность фаз непосредственно связана с магнитным моментом в барьере [1,2]. Актуальность исследования его свойств обусловлена уникальной возможностью управления магнитными свойствами барьера посредством сверхпроводящего тока, а также, в свою очередь, с возможностью влияния на джозефсоновский ток прецессией магнитного момента барьера. В работе [3,4] показано, что характер прецессии магнитного момента существенно меняется в интервале базового тока, соответствующего частоте ферромагнитного резонанса. Эта область характеризуется каскадом различных состояний прецессии, которые наблюдаются при изменении базового тока вдоль ВАХ.

Большой интерес для различных применений вызывает разработка новых эффективных методов переворота магнитного момента, в частности, импульсом сверхпроводящего тока [5], а также лестничных структур на вольт-амперных характеристиках в циркулярно поляризованном магнитном поле, положение ступенек которых определяется обобщенной формулой для непрерывных дробей [6,7]. Исследования в этой области позволяют создать основы для разработки новых устройств для сверхпроводниковой спинтроники.

В настоящей работе нами представлены результаты исследований, указывающих на проявления ферромагнитного резонанса на вольт-амперной характеристике и в динамике намагниченности барьера в φ_0 -переходе.

Модель

Динамика магнитного момента ферромагнитного слоя описывается уравнением Ландау-Лифшица-

Гильберта [1]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] \quad (1)$$

где \mathbf{M} – магнитный момент ферромагнетика, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр диссипации Гильберта, M_0 – модуль магнитного момента. Здесь \mathbf{H}_{eff} – эффективное магнитное поле и оно задается выражением

$$\mathbf{H}_{eff} = Gr \sin(\varphi - \varphi_0) \hat{\mathbf{y}} + \frac{M_z}{M_0} \hat{\mathbf{z}} \quad (2)$$

где G – отношение амплитуды энергии Джозефсона к энергии магнитной анизотропии, r – параметр спин-орбитального взаимодействия, φ – джозефсоновская разность фаз, $\varphi_0 = rM_y / M_0$ – смещение разности фаз из-за наличия спин-орбитального взаимодействия. Отметим, что u -компонента эффективного поля создана сверхпроводящим (джозефсоновским) током $I_s = Gr \sin(\varphi - \varphi_0)$ и вследствие прямой связи с M_y через φ_0 , подобные джозефсоновские переходы называют φ_0 -переходами [1,2].

Нами рассмотрен SFS джозефсоновский переход в магнитном поле, динамика которого описывается системой уравнений, включающей уравнение обобщенной RCSJ модели, учитывающее в калиб-

ровочной инвариантности намагниченность ферромагнетика, а также уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта [4]. В результате численного решения соответствующей системы уравнений определяются временные зависимости для разности фаз, напряжения на переходе и компонент намагниченности. Все использованные величины нормированы соответствующим образом [4].

Основные результаты

На основе решения системы уравнений (1) совместно с уравнением для базового тока в RCSJ модели определялась динамика компонент намагниченности и рассчитывалась ВАХ φ_0 -перехода. Параметры модели приведены на рис.1. При каждом значении базового тока нами определялось максимальное и минимальное значение компонент намагниченности, в частности m_y^{\max} и m_y^{\min} .

На рис. 1 представлена ВАХ джозефсоновского φ_0 -перехода, рассчитанная при параметре Мак-Камбера $\beta_c = 100$. Мы видим, что она демонстрирует специфическое поведение в окрестности, в которой джозефсоновская частота совпадает с ферромагнитной. Ферромагнитный резонанс проявляет себя ясно на зависимости максимального значения амплитуды осцилляций m_y от напряжения, которая показана на вставке к рис.1.

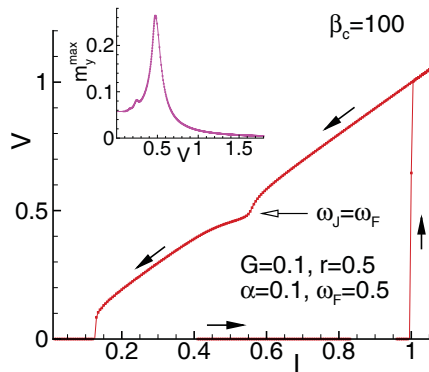


Рис. 1. Проявление ферромагнитного резонанса на ВАХ φ_0 -перехода. На вставке показана зависимость максимальной амплитуды m_y от среднего напряжения, где наблюдается резонансный пик

Зависимость среднего значения сверхпроводящего тока от величины базового, представленная на рис. 2, демонстрирует проявление ферромагнитного резонанса при $I=0.5$, что также проявляется на токовой зависимости максимальных и минимальных значений ам-

плитуды осцилляций компоненты намагниченности m_y , представленной на вставке.

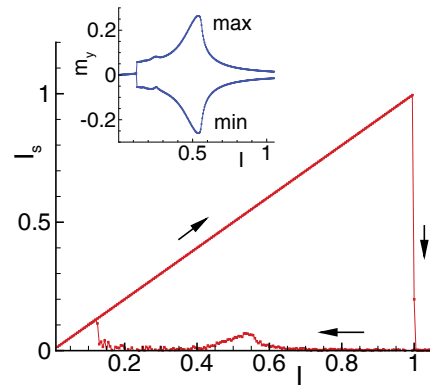


Рис. 2. Зависимость среднего значения сверхпроводящего тока от базового тока. На вставке показана зависимость максимального и минимального значения амплитуды m_y от величины базового тока

Таким образом, на основе возникновения специфических особенностей на вольт-амперной характеристике и токовой зависимости максимальных и минимальных значений амплитуды осцилляций компонент намагниченности, отражающих проявление ферромагнитного резонанса, нами продемонстрировано взаимное влияние джозефсоновского тока и прецессии намагниченности в ферромагнитном слое в φ_0 -переходе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 18-02-00318, 18-52-45011. Численные расчеты выполнены при поддержке гранта РНФ 18-71-10095.

Литература

1. A. Buzdin // Phys. Rev. Lett. V. 101, 107005 (2008).
2. F. Korschelle, A. Buzdin // Phys. Rev. Lett. V. 102, 017001 (2009).
3. Yu.M. Shukrinov, I.R. Rahmonov, K. Sengupta, Cond-Mat. arXiv:1811.05282.
4. Yu.M. Shukrinov, A. Mazanik, I.R. Rahmonov, A.E. Botha and A. Buzdin // Europhysics Letters, 122, 37001 (2018).
5. Yu.M. Shukrinov, I.R. Rahmonov, K. Sengupta, and A. Buzdin // Appl. Phys. Lett. 110, 182407 (2017).
6. M. Nahaat, A.E. Botha and Yu.M. Shukrinov // Phys. Rev. B 97, 224514 (2018).
7. Yu.M. Shukrinov, S.Yu. Medvedeva, A.E. Botha, M.R. Kolahchi and A. Irie // Phys. Rev. B., V. 88, 214515 (2013).

Наведенная намагниченность в сверхпроводящем слое структуры сверхпроводник/ферромагнитный изолятор

В.О. Яговцев¹, Н.Г. Пугач^{1,2,*}

¹ Национальный Исследовательский Университет «Высшая Школа Экономики», Москва, 101000.

² Научно-Исследовательский Институт Ядерной Физики имени Д. В. Скобелевича, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские Горы, д. 1(2), Москва ГСП-2, 119991.

*pugach@magn.ru

Работа посвящена теоретическому исследованию структур с интерфейсом сверхпроводник-ферромагнитный диэлектрик (S/FI). Структура анализируется аналитически в диффузионном пределе с использованием квазиклассического уравнения Узаделя. Предполагается, что температура близка к критической температуре сверхпроводника и что все материалы находятся в равновесии. Рассчитана наведенная намагниченность, которая возникает в данном пределе.

Введение

Сверхпроводящая спинтроника является новой областью в нанoeлектронике квантовых систем, которая появилась в XXI веке и активно развивается последние годы. Её основной идеей, как и в обычной спинтронике, является использование переноса спина электронов для хранения и обработки информации, но реализованная в сверхпроводящих структурах при низкой температуре. В экспериментальной статье [1] исследовался обратный эффект близости в структурах с ферромагнитным изолятором. В нашей статье измерялась наведенная в сверхпроводнике намагниченность, предсказанная в работе [2]. В ней и в последующих экспериментальных работах наведенная намагниченность исследовалась в структурах с ферромагнитными металлами, в отличие от данной работы, в которой вместо слоя ферромагнетика используется слой ферромагнитного изолятора. Данные, которые были получены экспериментально, требуют теоретического обоснования. Поэтому актуальным вопросом стала разработка теоретической модели для подобных структур.

Описание модели

Исследовалась структура, которая представляет собой слой диэлектрика, граничащий со слоем сверхпроводника, на котором находится слой ферромагнитного изолятора (рис. 1). Для нахождения функции Грина решалось уравнение Узаделя [3]:

$$[i\omega_n \hat{\tau}_3 - \hat{\Delta} - \mathbf{J}(\mathbf{R}) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \hat{\mathbf{g}}] + \frac{D}{\pi} \nabla(\hat{\mathbf{g}} \nabla \hat{\mathbf{g}}) = 0.$$

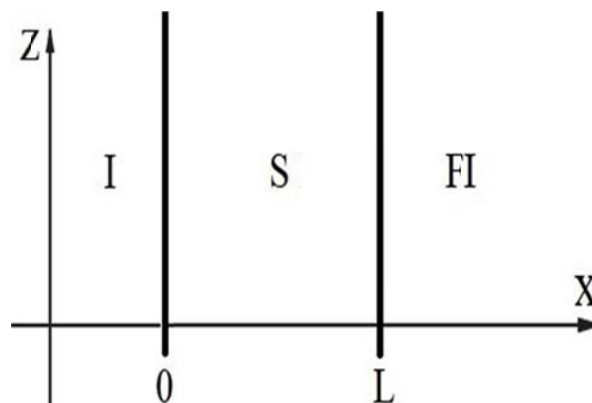


Рис. 1. Конфигурация слоев исследуемой структуры

Здесь $D = 1/3\tau v_F^2$ – тензор диффузионной константы в материале, τ – время релаксации электронных состояний, v_F – скорость Ферми, ω_n – Мацубаровские частоты, $\hat{\tau}_3$ – матрица Паули в намбу-пространстве, $\hat{\Delta}$ – матрица параметра порядка сверхпроводника, $\mathbf{J}(\mathbf{R})$ – вектор, характеризующий энергию обменного поля, $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ – вектор матриц Паули в спиновом пространстве, $\hat{\mathbf{g}}$ – матричная функция Грина сверхпроводника. Все эти матрицы являются матрицами 2×2 в пространстве Намбу-Горькова.

На уравнение Узаделя накладывались модифицированные граничные условия для контакта с ферромагнитным изолятором, записанные группой Эшрига [4,5]. При этом использовались допущения грязного сверхпроводника и линейного приближения, предполагающего, что температура близка

к критической температуре сверхпроводника. После аналитических преобразований получалась замкнутая математическая задача из дифференциального уравнения второго порядка с граничными условиями. Решив ее, получим функцию Грина, из которой уже можно получить наведенную намагниченность по формуле из статьи [3]: $\delta M(\mathbf{R}) = 2 \cdot N_0 \cdot T \cdot \sum_n \mathbf{g}(R, \omega_n)$, где N_0 – плотность состояний электронов на уровне Ферми, T – температура, R – радиус-вектор, \mathbf{g} – векторная часть функции Грина сверхпроводника которая имеет следующий вид: $\mathbf{g} = (g_x, g_y, g_z)$. Эффект Мейснера в данной структуре практически не влияет на магнитное поле, поскольку толщина сверхпроводника много меньше Лондоновской глубины проникновения магнитного поля.

Результаты и обсуждение

Структура моделировалась при следующих параметрах: длина сверхпроводника $L = 10$ нм, площадь границ между слоями равна 20 нм^2 , $T_c = 1,2 \text{ К}$, $T = 0,75 \cdot T_c$, $\sigma = 2,646 \cdot 10^{18} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{нм}^{-1}$.

На рис. 2 представлены полученные зависимости наведенной намагниченности от координаты при различных углах спинового смешивания. Он является феноменологическим параметром и описывает, насколько сильно на границе S/FI магнитное поле влияет на разность фаз для электронов со спинами вверх и со спинами вниз.

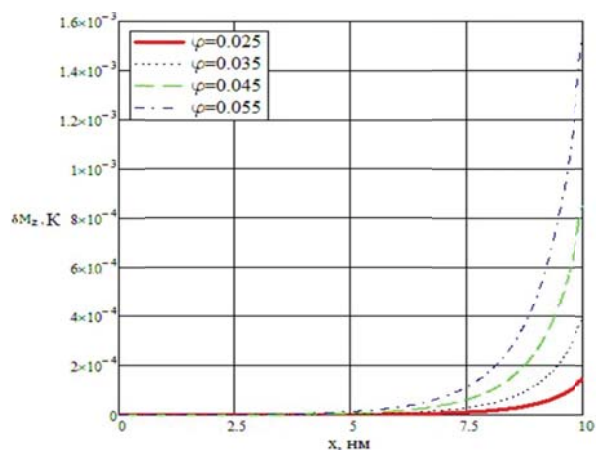


Рис. 2. Пространственная зависимость индуцированной намагниченности от угла спинового смешивания φ

Авторами был проведен расчет сверхпроводящего параметра порядка в первом приближении по эффекту близости и было показано, что в приближении, при котором температура близка к критической, параметр порядка слабо подавляется наведенной намагниченностью и потому можно исполь-

зовать аналитическое решение дифференциального уравнения Узаделя с граничными условиями.

Интересно, что наведенная намагниченность получается положительной. В работе [5] было установлено, что наведенная намагниченность в сверхпроводнике при контакте с ферромагнетиком будет отрицательной. При этом при контакте с ферромагнетиком она может быть сонаправлена намагниченности в ферромагнетике в случае, если вклад локализованных магнитных моментов в полную намагниченность доминирует над электронным вкладом. Полученные результаты в дальнейшем будут сверены с данными из экспериментальных работ с целью в дальнейшем продолжить работу над моделью и добавить расчет других важных величин в сверхпроводнике, таких как плотность состояний частиц.

Благодарности

Публикация подготовлена в ходе проведения исследования № 19-04-030 «Обменные взаимодействия в низкоразмерных квантовых магнитных системах» в рамках Программы «Научный фонд Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ)» в 2019–2019 гг. и в рамках государственной поддержки ведущих университетов Российской Федерации "5-100".

Литература

1. M.J. Wolf, C. Sürgers, G. Fischer, D. Beckmann Spin-polarized quasiparticle transport in exchange-split superconducting aluminum on europium sulfide // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 2014. Vol. 90, № 14.
2. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov Induced ferromagnetism due to superconductivity in superconductor-ferromagnet structures // *Phys. Rev. B.* 2004. Vol. 69, № 17. P. 174504.
3. T. Champel, M. Eschrig Effect of an inhomogeneous exchange field on the proximity effect in disordered superconductor-ferromagnet hybrid structures // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 2005. Vol. 72, № 5. P. 1–11.
4. J.A. Ouassou, A. Pal, M. Blamire, M. Eschrig, J. Linder Triplet Cooper pairs induced in diffusive s-wave superconductors interfaced with strongly spin-polarized magnetic insulators or half-metallic ferromagnets // *Sci. Rep.* 2017. Vol. 7, № 1. P. 24–32.
5. M. Eschrig, A. Cottet, W. Belzig, J. Linder General boundary conditions for quasiclassical theory of superconductivity in the diffusive limit: Application to strongly spin-polarized systems // *New J. Phys.* 2015. Vol. 17, № 8. P. 083037.

Влияние толщин ферромагнитных слоев AF/F/S/F/S гетероструктуры на температуру сверхпроводящего перехода

И.В. Янилкин^{1,*}, А.И. Гумаров¹, И.Р. Вахитов¹, Р.В. Юсупов¹, Л.Р. Тагиров^{1,2,3}

¹Казанский федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

²Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

³Институт перспективных исследований АН РТ, ул. Лето-Булачная, 36а, Казань, 420011.

*yanilkin-igor@yandex.ru

В работе исследовано влияние толщин ферромагнитных слоев на температуру сверхпроводящего перехода при различных взаимных ориентациях моментов магнитных слоев.

Введение

Тонкие пленочные гетероструктуры антиферромагнетик (CoO)/ферромагнетик (PdFe, Fe)/сверхпроводник (Nb, NbN, VN)/ферромагнетик (PdFe, Fe)/сверхпроводник (Nb, NbN, VN) были синтезированы методом магнетронного распыления и термического испарения из высокотемпературных эффузионных ячеек в сверхвысоковакуумной установке (SPECS-BESTEC). В такой системе один ферромагнитный слой оказывается закреплен соседним антиферромагнитным слоем, а второй ферромагнитный слой (свободный, с малой коэрцитив-

ностью) может вращаться в плоскости пленки небольшим внешним полем. При этом взаимная ориентация магнитных моментов слоев оказывает существенное влияние на температуру сверхпроводящего перехода.

В работе мы исследовали влияние толщин ферромагнитных слоев на температуру сверхпроводящего перехода при различных взаимных ориентациях моментов магнитных слоев.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-12-00459) и ФЦКП ФХИ КФУ.

Критические свойства фрустрированной спиновой системы с заряженными примесями

Д.Н. Ясинская^{1*}, В.А. Улитко¹, Ю.Д. Панов¹, А.С. Москвин¹

¹Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, 620002

*daria.iasinskaia@ufu.ru

С помощью классического метода Монте-Карло были исследованы особенности критического поведения двумерной спин-псевдоспиновой системы на квадратной решетке в зависимости от параметров модели. Были определены критическая температура, а также критические индексы теплоемкости (α), магнитной восприимчивости (γ) и корреляционной длины (ν). Обнаружено наличие в системе фрустрации и качественное изменение критического поведения вблизи фрустрации и при изменении числа заряженных примесей.

Введение

Ранее нами была предложена [1, 2] модель, позволяющая описывать конкуренцию между зарядовым и магнитным порядками в ВТСП купратах типа $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Модель рассматривает CuO_2 -плоскости как систему из трех ионов со смешанной валентностью – «зарядовый триплет» $\text{Cu}^{1+,2+,3+}$, который связывается с тремя состояниями псевдоспина $S = 1$. При этом ион Cu^{2+} является магнитным и обладает спином $s = 1/2$, а среднее значение псевдоспина на узле фиксировано: $nN = \sum_i S_{iz} = \text{const}$. Гамильтониан системы включает в себя внутриузельные и межузельные заряд-зарядовые корреляции (Δ и V), а также спиновое обменное взаимодействие (J):

$$H = \Delta \sum_i S_{iz}^2 + V \sum_{\langle ij \rangle} S_{iz} S_{jz} + J \sum_{\langle ij \rangle} P_{i0} S_{iz} S_{jz} P_{j0},$$

где $P_0 = 1 - S_z^2$ – проекционный оператор, выделяющий Cu^{2+} -состояние. Нами было проведено исследование особенностей критического поведения данной системы в зависимости от параметра локальных корреляций Δ и концентрации заряженных примесей n в случае сильного обмена, когда $V < J/4$.

Метод исследования

Нами было выполнено компьютерное моделирование методом классического Монте-Карло. При этом использовалась модификация алгоритма Метрополиса, обеспечивающая сохранение псевдоспина на узле.

Критические индексы теплоемкости (α), магнитной восприимчивости (γ) и корреляционной длины (ν)

определялись с помощью теории конечно-размерного скейлинга, основная гипотеза которой состоит в том, что для достаточно больших размеров системы L для термодинамических величин выполняются следующие соотношения [3]:

$$C \sim L^{\alpha/\nu}; \quad \chi \sim L^{\gamma/\nu}; \quad V_n \sim L^{1/\nu},$$

где $V_n = \frac{\langle m^n E \rangle}{\langle m^n \rangle} - \langle E \rangle$ – логарифмическая производная намагниченности.

Результаты и их обсуждение

Благодаря наличию конкуренции между зарядовым и магнитным порядками система оказывается фрустрированной: при низких температурах возможна ситуация, когда минимуму энергии соответствует более чем одна конфигурация состояния. В основном состоянии при $\Delta < \Delta_{fr}$ реализуются фаза зарядового порядка (CO), а при $\Delta > \Delta_{fr}$ – фаза антиферромагнитного порядка, где Δ_{fr} – параметр, при котором наступает фрустрация. При этом в случае сильного обмена ($V = 0.1, J = 1$) реализуются 2 последовательных фазовых перехода, что видно на температурной фазовой диаграмме (Рисунок 1). Первый переход происходит из неупорядоченной фазы (NO) в фазу антиферромагнитного порядка. При дальнейшей термализации происходит второй фазовый переход, сопровождающийся стеканием зарядов в одну большую зарядовую "каплю" (AFM+charged droplets).

Для первого фазового перехода в упорядоченное состояние были рассчитаны зависимости критических индексов α и γ от параметров Δ и n (Рис. 2). Резуль-

таты, полученные с помощью прямой аппроксимации и с помощью конечно-размерного скейлинга для $n = 0$, качественно повторяют друг друга. Оказалось, что при приближении параметров к точке фрустрации критический индекс теплоемкости резко увеличивается, тогда как критические индексы восприимчивости и корреляционной длины уменьшаются. Более того, при увеличении числа заряженных примесей критические индексы системы уменьшаются, что связано с сильной разупорядоченностью системы из-за большого количества примесей.

Таким образом, наша система теряет универсальность. Наличие конкурирующих степеней свободы и заряженных примесей, не взаимодействующих с магнитной подсистемой, приводит к смене классов универсальности вблизи фрустрации, а также при изменении числа допированных примесей.

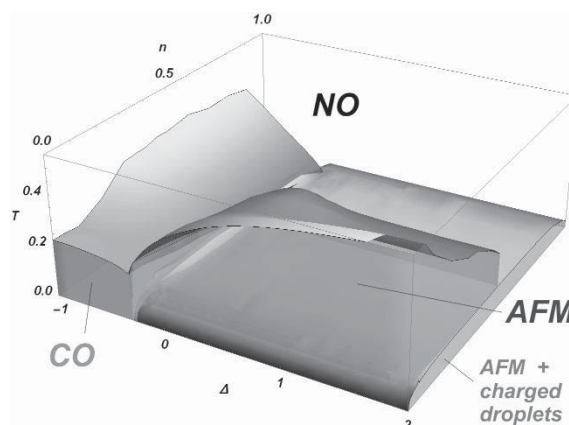


Рис. 1. Температурная n - Δ фазовая диаграмма

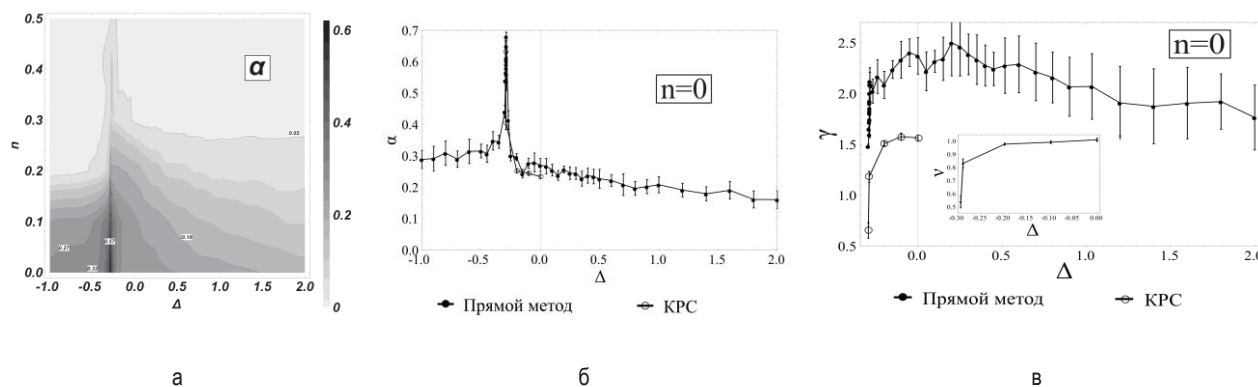


Рис. 2. Зависимость критических индексов: а) α от параметров Δ и n , рассчитанные прямым методом; б), в) α и γ соответственно от параметра Δ при $n=0$, рассчитанные прямым методом и с помощью теории конечного скейлинга

Литература

1. Panov Y.D. et al. Competition of Spin and Charge Orders in a Model Cuprate // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2016. – Т. 29. – №. 4. – С. 1077–1083.
2. Panov Y.D. et al. Unconventional spin-charge phase separation in a model 2D cuprate // JETP Letters. – 2017. – Т. 106. – №. 7. – С. 440–445.
3. Newman M., Barkema G. Monte carlo methods in statistical physics. – Oxford University Press: New York, USA, 1999.

Секция 2

Магнитные наноструктуры

Detection of stray fields of magnetic nanoparticles in ferrogels using the giant magnetoimpedance effect: simulation and experiment

E.V. Golubeva^{1,*}, A.P. Safronov^{1,2,**}, B. Spetzler^{3,***}, F. Faupel³, G.V. Kurlyandskaya^{1,4}

¹ Ural Federal University, Mira str., 19, Ekaterinburg, Russia, 620002.

² Institute of Electrophysics UD RAS, 106 Amundsen str., Ekaterinburg, Russia, 620016.

² Kiel University, Christian-Albrechts-Platz 4, Kiel, Germany 24118.

³ The University of the Basque Country UPV-EHU and BCMaterials, Barrio Sarriena s/n, Leioa, Spain, 48940.

*golubeva.elizaveta@urfu.ru, ** safronov@iep.uran.ru, *** besp@tf.uni-kiel.de

An extended model for the magnetization response of the magnetoimpedance sensitive element in the presence of a ferrogel (FG) sample is presented. The model includes the application of a homogeneous bias field to the FG and the sensitive element and takes into account inhomogeneity of the stray fields and magnetic material parameters distribution. The model allows to take into account the geometry of the FG and sensitive element, its mutual distance and the concentration of MNPs in the gel.

Introduction

Magnetic nanoparticles (MNPs) have been attracting increasing interest for biomedical applications in recent years [1-2]. Determining their location and concentration embedded in living tissue is one of the special goals. There are several magnetic effects which can be used for biosensing based on the measurement of the stray fields of MNPs [3-4]. The giant magnetoimpedance (GMI) offers very high sensitivity to an external magnetic field and small detection limits [5-6]. Previous works [6, 7] have shown the possibility of MNPs detection in ferrogels (FG). An analytical model was proposed [6, 8]. However, inhomogeneity of the FG stray field distribution, simultaneous magnetization of the FG and the variation of the FG shape were not taken into account. In this work an extended model of operation for the GMI sensor with FG system was developed. It includes the application of a homogeneous magnetic field to the FG onto the sensitive element (inhomogeneous stray fields and magnetic material parameters of the GMI element). The non-uniformity of the stray field has significant influence on the response of the GMI element.

Domain model

Co-based rapidly quenched amorphous ribbon with stress-annealing transverse induced magnetic anisotropy was used as GMI sensitive element. Iron oxide MNPs were synthesized by laser target evaporation

method (LTE) [6]. The average diameter of MNPs was 20.7 nm. Ferrogels based on the polyacrylamide (PAAm) chemical network were synthesized by free-radical polymerization in an aqueous solution [8]. Finally, the concentration of MNPs in FGs defined by the thermogravimetric analysis was 2.00, 1.00, and 0.36 % of MNPs by weight.

The non-uniform stray fields of the FG are obtained using a finite element (FE) model. The stray field in the plane of the sensing element is then used to calculate the magnetization state of the ferromagnetic ribbon using a mean field domain model. The magnetic state and magnetization process of the GMI element are described using a quasi-static domain model [9]. The original model considers a pair of 180° domains, which equilibrium orientation of magnetization is obtained from minimizing the enthalpy density. The domains are treated as single spins, respectively. They are coupled by their volume fractions that depend on the domain wall displacement. In contrast to the original model a spatial distribution of anisotropy energy density K and magnetic easy axis angle φ is used. For that localized volume fractions of the ribbon are assigned to pairs of domains with different K and φ . A normal distribution is assumed for the distribution of K around its mean value and a Van Mises distribution for the distribution of φ around its mean value. Additionally, arbitrary directions of the internal magnetic field are considered, which is averaged over each domain.

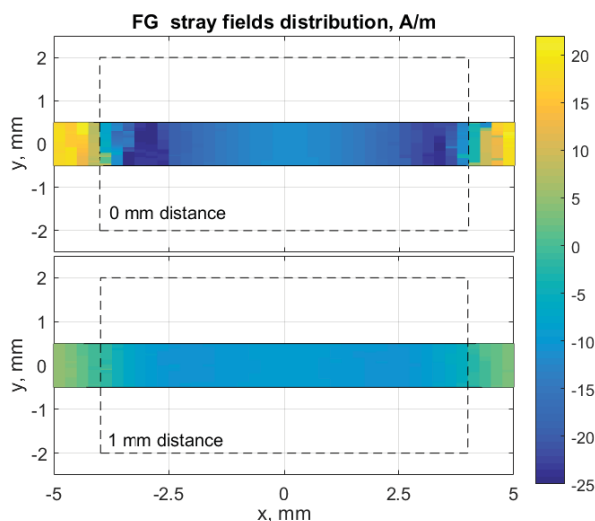


Fig. 1. Reduce magnetization of the GMI element with a change of the bias field. Insert: the change of the ribbon magnetization due to the stray fields of FG with different MNPs concentration shielded from the bias magnetic field

Domain structure features and magnetization curves were obtained by magneto-optical Kerr microscopy (Evico). Fig. 1 represents a good matching between experimental and modeled magnetization curves.

Stray fields simulation

Magnetization curves of the MNPs FGs (obtained by vibration sample magnetometer) show close to superparamagnetic behavior. The stray fields of the rectangular-shaped FG placed directly on the ribbon were calculated using FE modeling. Fig. 2 shows that if the FG sample is even a bit shorter than the sensitive element the distribution becomes highly non-uniform. Also increasing a distance between the ribbon and the FG decreases dramatically the mean value of the stray fields in the ribbon plane. By adding the exact value of the FG stray fields for each coordinate and external magnetic field value to the domain model one can get the change of its magnetic state and further GMI response (Fig.1). FE simulation also showed the significant change in the transmission line impedance by adding the FG on top of the ribbon. This effect matches with the experimental results [6, 8].

Conclusion

A combination of analytical and numerical methods is used to model the magnetic response of GMI sensitive element with FG. The model allows varying the geometry of sample and sensitive element, their mutual distance and the concentration of MNPs. Inhomogeneous stray fields of the FG and inhomogeneous magnetic properties of the ribbon are taken into account.

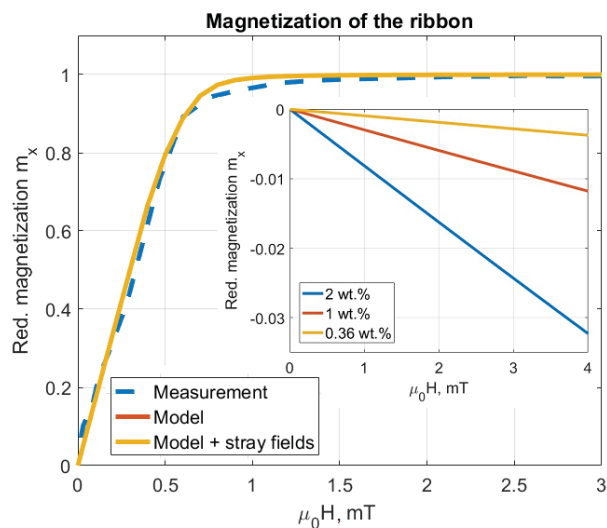


Fig. 2. FG stray fields distribution in the plane of the GMI sensitive element for different distance between the ribbon and the FG. The dash line represents the FG position. $\mu_0 H = 5$ mT

The change of its magnetic state with increasing of the magnetic bias field is predicted. This model is going to be used as part of a comprehensive system model that includes the impedance response of the sensitive GMI element for finding optimum for sensor operation parameters.

References

1. K. McNamara, S.A.M. Tofail // *Advances in Physics: X*, V. 2, 54 (2017)
2. J.H. Grossman, S.E. McNeil // *Phys. Today*, V. 65, 38 (2012).
3. D.R. Baselt, G.U. Lee, M. Natesan et al. // *Biosens. Bioelectron.*, V. 13, 731 (1998).
4. G.V. Kurlyandskaya, V.I. Levit // *Mater. Sci. Eng. C* 2007, V. 27, 495 (2007).
5. T. Uchiyama, S. Nakayama, K. Mohri et al. // *Physica Status Solidi (a)*, V. 206, 639 (2009)
6. N.A. Buznikov, A.P. Safronov, I. Orue et al. // *Biosensors and Bioelectronics*, V. 117, 366 (2018)
7. G.V. Kurlyandskaya et al. // *Biochimica et Biophysica Acta*, V. 1861, 1494 (2017).
8. F.A. Blyakhman, N.A. Buznikov et al. // *Sensors*, V. 18, 872 (2018).
9. P.T. Squire // *JMMM*, V. 87, 299 (1990).

This work was supported by the RSF grant 18-19-00090, the German Research Foundation (DFG) by the Collaborative Research Centre CRC 1261 and Spanish Government project MAT2017-83631-C3-R. We thank Prof. N.A. Buznikov for helpful discussions.

Nonspecular neutron reflection on ferromagnetic thin films with static fluctuations

D.A. Tatarskiy^{1,2,*}, A.A. Fraerman¹

¹ Institute for physics of microstructure of RAS, Akademicheskaya str., 7, Afonino, Nizhegorodskay region, Kstovskiy district, 603087, Russia.

² Lobachevsky university, Gagarin ave., 23, Nizhniy Novgorod, 603950, Russia.

*tatarskiy@ipmras.ru

In this paper we report the result for theoretical investigation of nonspecular neutron reflection from thin ferromagnetic films. The magnetization distribution in such films can be inhomogeneous and even noncoplanar. The noncoplanar distribution leads to the nonreciprocal effects in the elastic scattering of unpolarized neutrons.

Introduction

The elastic scattering of unpolarized thermal neutrons is nonreciprocal when a scatterer has the noncoplanar spatial distribution of a magnetic field [1]. The first observation of such nonreciprocal effect was done on the system of two magnetic mirrors in the external field [2]. Another peculiarity of noncoplanar magnetic systems is the polarization of scattered neutrons in small angle scattering on ferromagnets above the Curie temperature [3]. It is known the elastic scattering is nonreciprocal even if the scatterer is magnetized homogeneously [4]. Thus the reflection from homogeneously magnetized ferromagnetic film is expected to be nonreciprocal too. The aim of this paper is to reveal qualitative nonreciprocal effects in the unpolarized neutron scattering on thin ferromagnetic films placed in an external magnetic field near saturation.

Scattering beyond the Born approximation

Let us consider grazing-incidence scattering from a thin ferromagnetic layer placed in the strong external magnetic field. We consider two schemes of the scattering: when the external field is applied perpendicular to the specular reflection plane and along the normal to the film (fig.1).

The differential cross-section (DCS) of elastic scattering of unpolarized neutrons can have the following nonreciprocal term

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \sim (\vec{H}_{ext} \cdot [\vec{k}_0 \times \vec{k}']), \quad (1)$$

where \vec{k}_0, \vec{k}' are the incident and scattered wave vectors and \vec{H}_{ext} is the external field. The scattering configuration is shown on fig.1.

The interaction of neutrons and magnetic field is described by the Pauli's term

$$E_{mag} = -\mu(\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r})), \quad (2)$$

where μ is the magnetic moment of neutron, $\hat{\sigma}$ is the vector of Pauli matrices and $\vec{B}(\vec{r})$ is the spatial distribution of the magnetic induction.

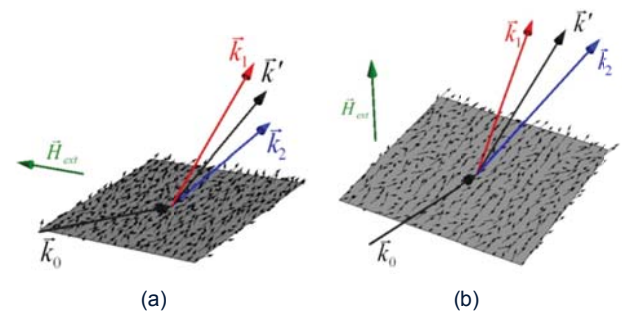


Fig. 1. Reflection of neutrons from ferromagnetic film with random magnetization. Red and blue arrows denote the directions of nonreciprocal reflection. The external field is applied along: (a) the y axis, (b) the normal

The differential cross section for the scattering of unpolarized neutrons in the first order of perturbation can be calculated as the square of the modulus of the matrix element of the potential energy [5]

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}^{(2)}(\vec{k}_0, \vec{k}') \sim |\vec{B}(\vec{k}_0 - \vec{k}')|^2, \quad (3)$$

where \vec{k}_0, \vec{k}' are the incident and scattered wave vectors, $\vec{B}^2(\vec{k}_0 - \vec{k}')$ is given by the Fourier transform of (1). The scattering is elastic thus $k_0^2 = k'^2$. The cross section (3) is always reciprocal. We have to consider the second order of perturbation theory to obtain the nonreciprocity. It is determined by the next order of the perturbation

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \sim \text{Im} \left(B(\vec{k}' - \vec{k}_0) \cdot \int [B(\vec{k}' - \vec{q}) \times B(\vec{q} - \vec{k}_0)] d\vec{q} \right), \quad (4)$$

where the summation is done over intermediate states with $\vec{q}^2 = \vec{k}_0^2$.

Magnetization distribution

The Fourier transform for the magnetic induction is

$$\vec{B} = \vec{H}_{eff}(\vec{k}) + 4\pi \vec{M}(\vec{k}), \quad (5)$$

where \vec{H}_{eff} is the effective field, $\vec{M}(\vec{r})$ is the magnetization distribution and $\vec{M}(\vec{k})$ is the Fourier transform of it. We have to find $\vec{M}(\vec{k})$ to calculate the nonreciprocal part of the DCS (4). If the external field is high enough, the film is magnetized near saturation and can be represented as small deviations from the external field direction. We consider the case when the inhomogeneity of $\vec{M}(\vec{r})$ appears due to the random weak anisotropy [6].

The effective field is determined as the functional derivative of the ferromagnet's energy-density functional over the magnetization vector field and is found in Refs. [7,8]. Additional peculiarities in magnetization distribution appearing due to the antisymmetric Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI, [9]) has been found in [10,11] for bulk materials. Still the problem of

scattering on systems with the induced interfacial DMI hasn't been considered.

The complete solution of the problem of nonreciprocal elastic scattering of unpolarized neutrons on thin ferromagnetic film (without and with iDMI) will be done elsewhere.

The work is supported by RFBR Grant # 18-32-20036.

Reference

1. D.A. Tatarskiy, O.G. Udalov, A.A. Fraerman // JETP **115**, 626 (2012).
2. D.A. Tatarskiy et al // JETP Lett. **102**, 633 (2016).
3. A.V. Lazuta, S.V. Maleyev, B.P. Toperverg // Phys. Lett. A **65**, 348 (1978).
4. O.G. Udalov // J. Phys. Soc. Japan **82**, 064714 (2013).
5. L.D. Landau, E.M. Lifshitz. Quantum mechanics, non-relativistic theory, (1965).
6. E.M. Chudnovsky, W.M. Saslow, R.A. Serota // Phys. Rev. B **33**, 251 (1986).
7. K.L. Metlov, A. Michel // Phys. Rev. B **91**, 054404 (2015).
8. E. Schlomann // J. Appl. Phys **42**, 5798 (1971).
9. A.N. Bogdanov, D.A. Yablonskii // Sov. Phys. JETP **68**, 101 (1989).
10. A. Michels et al. // Phys. Rev. B **94**, 054424 (2016).
11. A. Michels et al. // Phys. Rev. B **99**, 014416 (2019).

Ultrafast spin dynamics and optical switching in ferrimagnets

A.K. Zvezdin^{1,2*}, M.D. Davydova^{1,2}, K.A. Zvezdin^{1,2}

¹ Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation;

² Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudny, Russian Federation..

* zvezdin@gmail.com

Ultrafast spin dynamics and switching of the order parameter in ferrimagnets became of a great interest in the last years. Ultrafast magnetism and antiferromagnetic spintronics, to which these processes are especially relevant, are among the most rapidly developing fields in modern science [1]. In the spin dynamics of ferrimagnets a high-frequency exchange mode is present that opens up access to much faster processes compared to the case of ferromagnets, similarly to antiferromagnets [2]. For example, a magnetization switching at record speeds by femtosecond laser pulse was acquired in GdFeCo ferrimagnet near the compensation point [3]. At the compensation point the magnetizations of two antiferromagnetically coupled sublattices of the ferrimagnet become equal, and the total magnetization vanishes. The properties of a ferrimagnet near the compensation point are especially close to those of an antiferromagnet. Additional interest is provided by the complexity of the magnetic phase diagram of a ferrimagnet near the compensation temperature. This is manifested by the presence of first- and second-order phase transitions in its vicinity.

We study ultrafast magnetization dynamics and switching by ultrashort laser pulse in ferrimagnets near the compensation point. We develop a theoretical model based on Landau-Lifshitz-Gilbert equations, which allows us to find the explicit expression for the torque that acts on the magnetization in the angular phase due

to the demagnetizing action of laser pulse. Numerical calculations were performed for uniaxial ferrimagnets GdFeCo, TbFeCo and cubic ferrimagnet GdIG (gadolinium iron garnet) with compensation point near room temperature in external magnetic field. The features of ultrafast magnetization dynamics were analyzed for various external parameters (magnetic field and temperature) in the phase diagram of the ferrimagnet. The role of the magnetic field in magnetization switching was studied. It was found that demagnetization of one of the sublattices smaller than 1% is sufficient for switching under certain conditions. These results may play an important role in the development of ultrafast energy-efficient magnetic memory.

The work was supported by RSF grant No. 17-12-01333.

Литература

1. J. Bigot, M. Vomir, E. Beaurepaire. Coherent ultrafast magnetism induced by femtosecond laser pulses // *Nature Phys.* 2009. V. 5. P. 515.
2. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, J. Wunderlich. Antiferromagnetic spintronics // *Natur nanotech.* 2016. V. 11. P. 231.
3. C. Stanciu et al. Subpicosecond Magnetization Reversal across Ferrimagnetic Compensation Points // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 88. P. 217204.

Магниторезонансные свойства наногранулярных пленок $\text{CoFeB} - \text{LiNbO}_3$

А.С. Баркалова¹, А.Б. Дровосек^{2,*}, Н.М. Крейнс², С.Н. Николаев³,
В.В. Рыльков³, А.В. Ситников⁴

¹ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000.

² Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334.

³ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

⁴ Воронежский государственный технический университет, Московский проспект, 14, Воронеж, 394026.

*drovosekov@kapitza.ras.ru

Исследуются механизмы уширения линии ферромагнитного резонанса (ФМР) в пленках металл-диэлектрического нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с различной концентрацией ферромагнитной (ФМ) фазы x . Показано, что при низкой концентрации x ширина линии ФМР в основном определяется неоднородным распределением локальной анизотропии гранул. С ростом x вклад этой неоднородности в уширение линии уменьшается. Вместе с тем существенную роль в формировании ширины линии начинают играть двухмаглонные процессы магнитной релаксации.

Введение

Металл-диэлектрические нанокompозиты (НК) представляют собой массив металлических наногранул, случайным образом расположенных в матрице диэлектрика. В настоящей работе методом ФМР исследуются пленки НК на основе ФМ сплава $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{V}_{20}$ и ниобата лития LiNbO_3 , для которых характерна сильно вытянутая форма ФМ гранул в направлении роста пленки [1]. Отметим, что изменение концентрации металлической фазы x в НК существенно влияет не только на его резистивные свойства, но и на величину межгранулярных обменных взаимодействий. Исследование положения и формы линии ФМР в зависимости от концентрации x позволяет выявить роль этих взаимодействий в процессах магнитной релаксации и формировании эффективной поверхностной анизотропии пленок.

Образцы и методика эксперимента

Пленки НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с различной концентрацией металлической фазы x получены методом ионно-лучевого распыления [1]. Исследования температурной зависимости сопротивления показали наличие в них перехода металл-изолятор при концентрации металлической фазы $x \approx 43$ ат. %. В данной работе методом ФМР исследуются пленки с концентрацией ≈ 27 и ≈ 48 ат. %, т. е. по разные стороны от перехода металл-изолятор. Измерения проведены при комнатной температуре в диапазоне частот $f = 7 - 37$ ГГц при различных ориентациях магнитного поля $H = 0 - 17$ кЭ относительно плоскости пленки.

Результаты и обсуждение

Форма резонансной кривой НК сильно зависит от концентрации x (рис. 1). Пленка с низким содержанием ФМ фазы демонстрирует широкую несимметричную линию поглощения, что характерно для ФМР в неоднородных образцах. При повышении концентрации x резонансный пик сужается и становится симметричным, свидетельствуя о более высокой степени однородности пленки. Однако в случае магнитного поля, ориентированного нормально плоскости образца, справа от основной линии возникают несколько дополнительных узких пиков, предположительно связанных с формированием в пленке мезоскопических ФМ кластеров CoFeB [1]. В данной работе эти пики не рассматриваются.

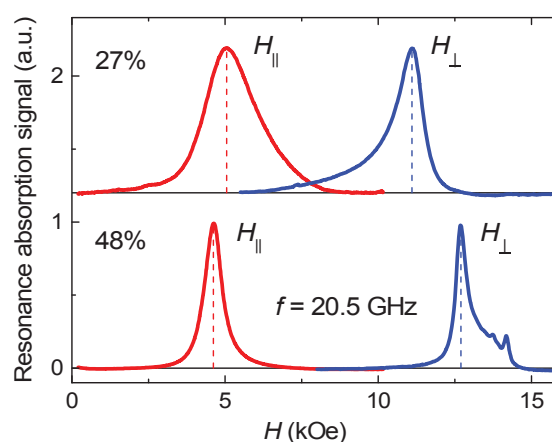


Рис. 1. Экспериментальные записи линий ФМР на частоте 20.5 ГГц для пленок НК с различным содержанием ФМ фазы в поле, приложенном параллельно (H_{\parallel}) и перпендикулярно (H_{\perp}) плоскости пленки

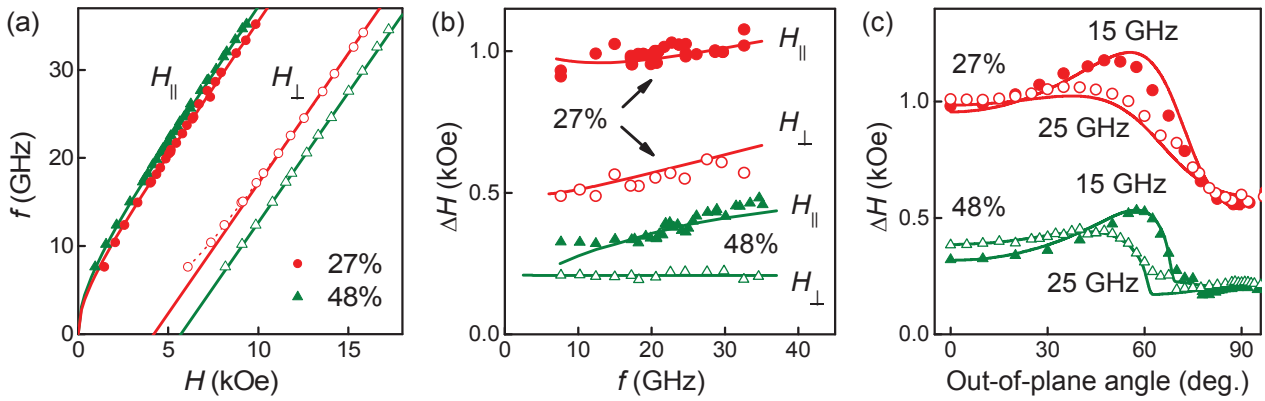


Рис. 2. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) зависимости положения и ширины линии ФМР для пленок НК с разным содержанием ФМ фазы: а) частота резонанса как функция поля, приложенного параллельно и перпендикулярно плоскости пленки, б) ширина линии ФМР как функция частоты для двух ориентаций поля, в) ширина линии как функция угла приложения поля относительно плоскости пленки на частотах ≈ 15 и ≈ 25 ГГц. Параметры подгонки приведены в таблице

Таблица. Параметры исследуемых пленок НК.

	$4\pi M_{\text{eff}}$ (кЭ)	$\Delta H_{A\perp}$ (кЭ)	$\Delta H_{A\parallel}$ (кЭ)	α	Γ_0 (кЭ)
$x = 27\%$	4.2	0.35	1.0	0.02	-
$x = 48\%$	5.8	0.35	0.13	-	0.33

На рис. 2 показаны результирующие зависимости положения и ширины линии ФМР от частоты и угла приложения поля относительно плоскости пленки (θ_H). Зависимость частоты резонанса ω от внешнего поля H описывается формулой [2]

$$\omega = \gamma(H_X H_Y)^{1/2}, \text{ где } H_X = H \cos(\theta_H - \theta) - 4\pi M_{\text{eff}} \sin^2 \theta,$$

$$H_Y = H \cos(\theta_H + \theta) + 4\pi M_{\text{eff}} \cos 2\theta,$$

где угол выхода намагниченности из плоскости θ определяется из условий статического равновесия.

Для анализа ширины линии резонанса ΔH рассмотрим вклад трех различных механизмов:

$$\Delta H = \Delta H_G + \Delta H_2 + \Delta H_{\text{inhom}}$$

Первое слагаемое связано с локальным затуханием Гильберта (α) и определяется выражением [2]

$$\Delta H_G \approx \alpha \omega / \gamma \cos(\theta_H - \theta).$$

Второе слагаемое, связанное с двухмагнетонными процессами релаксации, дает вклад в уширение линии лишь при $\theta < 45^\circ$ и описывается формулой

$$\Delta H_2 = \Gamma_0 g(\theta_H, \theta) \arcsin \sqrt{\frac{H_X}{H_X + 4\pi M_{\text{eff}}} \frac{\cos 2\theta}{\cos^2 \theta}},$$

где Γ_0 – параметр двухмагнетонного рассеяния, а $g(\theta_H, \theta)$ – сложная функция углов θ_H и θ (см. [2]).

Для расчета третьего слагаемого, связанного с неоднородностью системы, предположим наличие в пленке случайного распределения локальных осей

анизотропии. В общем случае локальные оси могут быть распределены сферически несимметрично, так что эффективные поля анизотропии отличаются для ориентаций локальной оси в плоскости и нормально пленке ($\Delta H_{A\parallel}$ и $\Delta H_{A\perp}$ соответственно). Неоднородное уширение оценим по формуле

$$\Delta H_{\text{inhom}} \sim H_{\text{max}}(\mathbf{n}) - H_{\text{min}}(\mathbf{n}),$$

где H_{max} и H_{min} – максимальная и минимальная величина поля резонанса в зависимости от ориентации локальной оси анизотропии \mathbf{n} .

Экспериментальные данные хорошо описываются в рассмотренной модели (рис. 2) с параметрами, приведенными в Таблице. Большая ширина линии ФМР для пленки с низкой концентрацией x главным образом определяется разбросом локальных осей анизотропии в плоскости пленки, что можно связать с флуктуациями формы и поверхностной анизотропии отдельных гранул [1]. Увеличение содержания металлической фазы выше порога перколяции приводит к формированию магнитно-однородной пленки, благодаря сильному обмену между гранулами. В этом случае основным механизмом, ответственным за уширение линии ФМР, оказывается механизм двухмагнетонного рассеяния. Отметим, что вклад гильбертова затухания при этом пренебрежимо мал (см. Таблицу).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 18-07-00772, 18-07-00756, 19-07-00471.

Литература

1. В.В. Рыльков и др. // ЖЭТФ 155, 127 (2019).
2. J. Lindner et al. // PRB 80, 224421 (2009).

Фаза Имри-Ма и коэрцитивное поле нанокристаллических ферромагнетиков

А.А. Берзин¹, А.И. Морозов^{2,*}, А.С. Сигов¹

¹ МИРЭА - Российский технологический университет, пр. Вернадского, 78, Москва, 119454.

² Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская область, 141701.

*mor-alexandr@yandex.ru

Для случая слабого обменного взаимодействия между кристаллитами теоретически исследована возможность возникновения неупорядоченного состояния Имри-Ма, индуцированного флуктуациями направления легкой оси анизотропии в нанокристаллическом образце. Получена фазовая диаграмма системы в переменных «характерный размер кристаллита – обменный интеграл межкуристаллитного взаимодействия». Сделаны оценки характерной величины статистических флуктуаций кристаллографической анизотропии и найдены зависимости коэрцитивного поля от размера кристаллитов для систем разной пространственной размерности.

Введение

Статистические флуктуации анизотропии в нанокристаллическом образце на масштабе L , намного превосходящем размер кристаллита R , приводят к невыгодности однородного ферромагнитного состояния в пространстве размерности $d < 4$ и возникновению неупорядоченного состояния, в котором направление вектора намагниченности следует за локальным направлением легкой оси [1]. Полученная оценка для выигрыша объемной плотности энергии w неоднородного состояния, которое в дальнейшем будем называть фазой Имри-Ма, по сравнению с энергией упорядоченного состояния была использована для оценки коэрцитивного поля согласно формуле

$$H_c \sim |w| / M_s, \quad (1)$$

где M_s – величина намагниченности насыщения. На основе этой оценки в [1] была получена степенная зависимость коэрцитивного поля объемного образца от размера кристаллита $H_c \propto R^6$.

В монографии [2] указывается, что в ряде сплавов наблюдается степенная зависимость коэрцитивного поля от размера кристаллита с меньшим показателем: $H_c \propto R^3$. В данной работе рассматривается случайная анизотропия в нанокристаллическом ферромагнетике, у которого обменное взаимодействие между кристаллитами \tilde{J} намного слабее, чем его значение J_0 в объеме кристаллитов. Это может быть связано как со структурой границ (наличие аморфной фазы), так и с различием химического состава в объеме и в граничных областях кристаллитов. Будет показано, что в объемных образцах

таких ферромагнетиков коэрцитивное поле пропорционально кубу размера кристаллита: $H_c \propto R^3$.

Область коллективного поведения намагниченностей кристаллитов

В области больших размеров кристаллитов намагниченность в объеме каждого из них параллельна легкой оси данного кристаллита (индивидуальное поведение намагниченностей кристаллитов). При этом дальний порядок на размере $L \gg R$ отсутствует. Если обменное взаимодействие между кристаллитами того же порядка, что и в объеме кристаллита, то на границах между кристаллитами формируются доменные стенки. Следовательно, критическим значением размера кристаллита R_{cr} является толщина доменной стенки Δ . При $R \ll R_{cr}$ доменные стенки на границах между кристаллитами не могут сформироваться, и имеет место коллективное поведение намагниченностей нанокристаллитов.

В случае слабой связи между кристаллитами при $\tilde{J} \ll \sqrt{J_0 K_0}$, где K_0 – константа анизотропии, энергетически более выгодным является разворот намагниченности на атомном масштабе $b \ll \Delta$ в зазоре между кристаллитами. Критический размер R_{cr} находится из условия равенства энергии анизотропии в объеме кристаллита $K_0(R/b)^3$ и энергии неоднородности на границе кристаллита $\tilde{J}(R/b)^2$:

$$R_{cr} \sim \frac{\tilde{J}b}{K_0} \sim \frac{\tilde{J}}{\sqrt{J_0 K_0}} \Delta \ll \Delta. \quad (2)$$

При большой энергии анизотропии, когда $K_0 R \gg \tilde{J}b$ имеет место индивидуальное, а в противоположном случае — коллективное поведение намагниченностей кристаллитов.

Фазовая диаграмма системы в переменных «характерный размер кристаллита R – обменный интеграл межкуристаллитного взаимодействия» приведена на рис. 1. Граница между индивидуальным и коллективным поведением намагниченностей кристаллитов изображена сплошной линией. Выше нее наблюдается индивидуальное, а ниже — коллективное поведение. Переход от одного типа поведения к другому происходит непрерывно по мере изменения параметров системы.

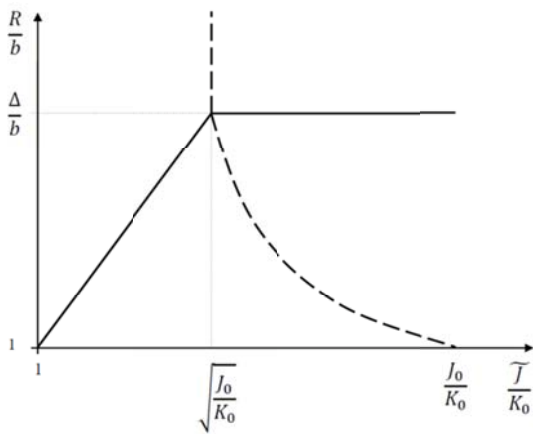


Рис. 1. Фазовая диаграмма нанокристаллической системы в переменных «характерный размер кристаллита – обменный интеграл межкуристаллитного взаимодействия». Сплошная линия — граница между областями индивидуального (выше линии) и коллективного поведения кристаллитов. Пунктирная линия разделяет области сильного (правее линии) и слабого взаимодействия кристаллитов

Механизмы разворота намагниченности

В области коллективного поведения разворот намагниченности происходит на масштабе L либо непрерывно (первый механизм разворота), либо «ступенчато» путем последовательных скачков на границах кристаллитов (второй механизм разворота). Число таких ступеней на длине L равно L/R , а угол разворота на каждой границе кристаллитов порядка R/L . Первый механизм разворота является преобладающим при $\bar{J}R \gg J_0b$, а второй — при обратном соотношении (область слабого взаимодействия кристаллитов). Граница между областями, в которых преобладает один из механизмов разворота, изображена на рисунке пунктирной гиперболой

$$\frac{R}{b} = \left(\frac{J_0}{K_0}\right) \left(\frac{\bar{J}}{K_0}\right)^{-1}. \tag{3}$$

Переход от одного механизма к другому происходит непрерывным образом по мере изменения параметров.

Коэрцитивное поле

Минимизируя сумму энергии анизотропии и неоднородного обмена по параметру L – характерному масштабу неоднородности вектора намагниченности, находим значения w и H_c . В области слабого взаимодействия кристаллитов коэрцитивное поле порядка

$$H_c \sim \frac{K_0}{M_s b^d} \left(\frac{R K_0}{b \bar{J}}\right)^{\frac{d}{4-d}}. \tag{4}$$

Полученная зависимость коэрцитивного поля от размера кристаллита существенно отличается от таковой в области их сильного взаимодействия [3]

$$H_c \sim \frac{K_0}{M_s b^d} \left(\frac{R}{\Delta}\right)^{\frac{2d}{4-d}}. \tag{5}$$

Вместо зависимостей $H_c \propto R^{2/3}$, $H_c \propto R^2$, $H_c \propto R^6$, полученных в [3] в приближении сильного взаимодействия кристаллитов для одномерных, двумерных и трехмерных структур, в области слабого взаимодействия кристаллитов получаются соответственно зависимости $H_c \propto R^{1/3}$, $H_c \propto R$, $H_c \propto R^3$.

Таким образом, наблюдаемая в эксперименте зависимость $H_c \propto R^3$ объясняется слабой связью между кристаллитами.

Авторы благодарны О.Г. Удалову, обратившему их внимание на возможность реализации состояния Имри-Ма в нанокристаллах.

Работа поддержана Минобрнауки России (Госзадание, проект № 8.1183.2017 ПЧ).

Литература

1. G. Herzer // IEEE Trans. Magn., V. 25, 3327 (1989); V. 26, 1397 (1990).
2. А.М. Глезер, Н.А. Шурыгина. Аморфно-нанокристаллические сплавы. М.: Физматлит. (2013). 452 с.
3. G. Herzer // Materials Science and Engineering A, V. 133, 1 (1991).

Магнитные наноструктуры синтетического алмаза, мазута и железа

А.В. Богданов

филиал ФГБОУ ВО «Кубанский государственный университет» в г. Новороссийске, ул. Коммунистическая, д. 36, Новороссийск, 353900
bogdanov50@gmail.com

Обнаружена зависимость характеристик синтетического алмаза, мазута и железа от наиболее вероятного размера донорно-акцепторных пар на границах разнородных молекул в полимолекулярном веществе, аналитически выражаемая через диэлектрическую проницаемость, температуру Кюри (Дебая) и борковский радиус атома.

Введение

При отборе синтетических алмазов (устойчивых диамагнетиков) с более прочными механическими свойствами для нужд обрабатывающей промышленности в ИСМ АН УССР (г. Киев) обнаружены в них магнитные свойства, величина которых пропорциональна количеству, дисперсности и составу включений [1, с. 85-99]. Возникающую магнитную чувствительность (температуру Кюри T_C) связывают с ферромагнитными металлами-растворителями: никелем, кобальтом, железом, используемыми при синтезе алмаза. С увеличением содержания включений термическая и механическая прочность уменьшается в (1,5 – 2,0) раза, что объясняется более слабыми кулоновскими силами между зарядами на границе включений с алмазом по сравнению с химической связью в алмазной матрице. Структуру алмаза авторы представляют, как диамагнитную алмазную матрицу с размещёнными в ней тонкодисперсными магнитными включениями. Для объяснения изменения структуры нефти в магнитных полях также используют обнаруженные в ней незначительные количества наночастиц железа [2].

Основная часть

В предлагаемой модели на границе диамагнитной матрицы и включений-ферромагнетика в результате донорно-акцепторного взаимодействия образуются донорно-акцепторные пары (ДАП). Концентрация ДАП на границе между молекулами с разной удельной массой в веществе с p - типом проводимости, равна концентрации нейтральных доноров N_{d0} , а наиболее вероятный их размер R , определяется выражением $R = (2\pi N_{d0})^{-1/3}$. Донорно-акцепторное взаимодействие, определяющее электропроводность и вязкость неньютоновских жидкостей ограничено температурой Дебая (T_D). При температуре ниже температуры Кюри (T_C) эффективна рекомбинация в ДАП ($R < 1,2$ нм). При T_C атомы в ДАП обладают электронами со спиновым моментом, а при T_D – нет.

Из сравнения скорости освобождения дырок с акцепторов, пропорциональной $\exp(-E_a/kT)$ и скорости их рекомбинации в ДАП, пропорциональной $\exp(-2R/a_B)$, где a_B - борковский радиус атома находим концентрацию N_{d0} (ф1) и R (Таблица 1).

$$N_{d0} = \left(\frac{4k \cdot \epsilon_0}{q^2 (2\pi)^{1/3}} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{\epsilon \cdot T_C}{a_B} \right)^{3/2} = 1,05 \cdot 10^6 \cdot \left(\frac{\epsilon \cdot T_C}{a_B} \right)^{3/2} \quad (1)$$

Таблица 1. Рассчитанные значения концентрации ДАП N_{d0} и R

Вещество	Алмаз		Железо		Мазут	
	Кюри	Дебая	Кюри	Дебая	Кюри	
Температура, T_D (T_C)						
ϵ	5,7	1		2,4		
a_B , нм	0,077	0,156		0,077		
T_D (T_C), К	483	464	1043	343	1043	
N_{d0} (N_0), 10^{18} , см ⁻³	224	5,39	18,2	27,9	195	
R , нм	0,89	3,09	2,06	1,66	0,93	

Таблица 2. Сравнительные значения концентрации ДАП N_{d0} и наиболее вероятного их размера R в жидких углеводородах

Жидкие углеводороды	Температура выкипания, °С	Диэлектрическая проницаемость, ϵ	Плотность ρ , г · см ⁻³	N_{d0} 10^{18} , см ⁻³	R , нм
Петролейный эфир	56 — 80	1,724 — 2,26	0,6550	118	1,05
Бензины	60 — 150	1,887 — 2,59	0,7668	136	1,05
Керосины	140 — 200	1,958 — 2,74	0,8057	143	1,04
Дизтопливо	190 — 250	1,963 --- 2,75	0,8081	144	1,04
Нефть	50 — 300	2,183 --- 3,23	0,8627	169	0,98
Мазут	Больше 300	2,401 --- 3,72	0,9388	195	0,93

Как показывают расчёты концентрации N_{d0} и R жидких углеводородов согласуются со значениями их температуры выкипания, диэлектрической проницаемости, и плотности, взятых с работы [3] (Таблица 2).

В расчётах принято минимальное значение диэлектрической проницаемости ϵ для каждого вида жидкого углеводорода. Более близкие расстояния между атомами в ДАП, обуславливают большую кулоновскую энергию взаимодействия в атомах ДАП, а значит и большую температуру выкипания жидкого углеводорода. Изменение вязкости при его обработке в электрических и магнитных полях и её длительная, в течение нескольких часов релаксация объяснимы кинетикой перезарядки ДАП [4].

Заключение

Процессы в ДАП, занимают промежуточное положение между квантовыми явлениями, происходящими внутри атомов $R < 0,3$ нм, и термодинами-

ческими процессами $R \gg 1,0$ нм, происходящими между «независимыми» атомами (молекулами) в термодинамике и относятся к области нанотехнологии. Незначительные количества ферромагнетиков (железа) обуславливают уменьшение R , магнитную чувствительность и медленную релаксацию вязкости нефти после изменения N_{d0} на границах разнородных молекул.

Литература

1. Н.В. Новиков, Ю.А. Кочержинский, Л.А. Шульман и др. Физические свойства алмаза. Справочник. - Киев: Изд. «Наукова думка», 1987. – 192 с.
2. В.И. Лесин, Н.А. Еремин // Нефть. Газ. Новации, № 1. - С. 18-22 (2018).
3. Б.В. Скворцов, Е.А. Силов // Известия Самарского научного центра РАН, Т. 11, № 5. – С. 64-71 (2009).
4. А.В. Богданов, В.А. Преснов // Известия вузов СССР. Сер. Физика, № 9. - С. 7-12 (1978).

Модель островковой туннельной структуры - источника ТГц излучения на основе спин-флип переходов

Е.А. Вилков^{1,*}, Л.А. Фомин^{2,§}, И.В. Маликов², А.В. Черных², С.Г. Чигарев¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Моховая, 11/7, Москва, 125009.

²Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Московская обл., 142432.

*e-vilkov@yandex.ru, §fomin@iptm.ru

Рассмотрена модель одномерной цепочки островков из ферромагнитного металла, разделенных туннельным диэлектриком, в условиях протекания в этой цепочке электрического тока. Рассчитана неравновесная спиновая поляризация в каждом из островков ферромагнетика, составляющих одномерную цепочку. Показано, что увеличивая токовую накачку, можно значительно изменить равновесную спиновую поляризацию в отдельном островке. Решение данной задачи имеет важное значение для экспериментальной разработки компактных источников излучения терагерцового диапазона.

Введение

В настоящее время магнитные туннельные структуры с протекающим по ним спин-поляризованным током являются весьма интересными объектами исследований в терагерцовой спинтронике [1]. В случае островковых структур спиновая инжекция током может приводить к значительному неравновесному накоплению спина в ограниченном объеме островка из ферромагнитного материала. Переходы электронов проводимости между спиновыми подзонами ферромагнетика могут быть стимулированы опосредованно через sd-обменное взаимодействие с электромагнитной волной. Такие спин-флип переходы электронов могут сопровождаться испусканием или поглощением фотонов [2,3] с частотой, определяемой энергией эффективного обменного расщепления спиновых подзон и лежащей в терагерцовом диапазоне, что вызывает повышенный интерес с точки зрения создания компактных терагерцовых источников излучения, в том числе работающих при комнатной температуре.

Модель островковой туннельной структуры

Рассмотрим модель одномерной цепочки островков из ферромагнитного металла, разделенных туннельным диэлектриком (рис. 1) Длина (размер вдоль цепочки и тока) островка - L , толщина туннельной прослойки - l , $L \gg l$, толщина островковой пленки - d . Вектор намагниченности в отдельном островке направлен либо вверх, либо вниз вдоль оси z (эта же ось выбрана осью квантования); между собой островки упорядочены антиферромагнитно. Поток

электронов проходит через туннельные барьеры слева направо (вдоль направления x). Обратным потоком электронов (справа налево) пренебрегаем, считая, что перепад напряжения на барьере велик.

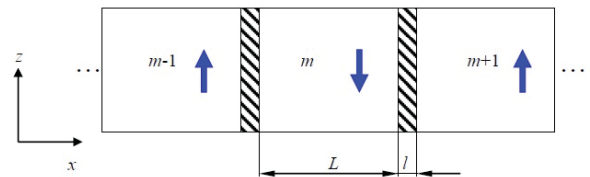


Рис. 1. Модель одномерной цепочки островков

Из-за того, что направление намагниченности при переходе из одного островка в другой меняется на противоположное, электроны со спином вверх в островке $m-1$ становятся электронами со спином вниз по отношению к новой оси в островке m . Запишем уравнения баланса спинов:

$$dn_m^{\uparrow} / dt = -(n_m^{\uparrow} - n_{0m}^{\uparrow}) / \tau + (1/e)J_{m-1,m}^{\uparrow} - (1/e)J_{m,m+1}^{\uparrow} \quad (1)$$

$$dn_m^{\downarrow} / dt = -(n_m^{\downarrow} - n_{0m}^{\downarrow}) / \tau + (1/e)J_{m-1,m}^{\downarrow} - (1/e)J_{m,m+1}^{\downarrow} \quad (2)$$

где τ — время спиновой релаксации, n_m^{\uparrow} , n_m^{\downarrow} — число неравновесных электронов в m -ой ячейке с направлением спина вдоль и противоположно направлению намагниченности ячейки соответственно, n_{0m}^{\uparrow} , n_{0m}^{\downarrow} — равновесное число электронов с разным направлением спина, $J_{m-1,m}^{\downarrow,\uparrow}$, $J_{m,m+1}^{\uparrow,\downarrow}$ — парциальные токи электронов из ячейки $m-1$ в ячейку m и из ячейки m в ячейку $m+1$ соответственно. Уравнения (1), (2) необходимо дополнить условием электро-нейтральности металлических островков (число

электронов в металле n_0 в объеме островка сохраняется)

$$n_m^\uparrow + n_m^\downarrow = n_0 \quad (3)$$

и условием сохранения полного электрического тока J

$$J_{m-1,m}^\downarrow + J_{m-1,m}^\uparrow = J_{m,m+1}^\uparrow + J_{m,m+1}^\downarrow = J. \quad (4)$$

Введем величину спиновой поляризации

$$P_m = (n_m^\uparrow - n_m^\downarrow) / n_0 \quad (5)$$

и величину токовой спиновой поляризации

$$\chi_m = (J_{m,m+1}^\uparrow - J_{m,m+1}^\downarrow) / J. \quad (6)$$

Вычитая из формулы (ф1) формулу (ф2) получим связь между P_m и χ_m , χ_{m-1}

$$dP_m / dt = -2(P_m - P_{0m}) / \tau - J(-\chi_{m-1} + \chi_m) / n_0 e \quad (7)$$

Для того, чтобы переписать уравнение (ф7) через измеряемые в эксперименте величины, воспользуемся формулами Ландауэра [4] для парциальных токов

$$J_{m-1,m}^\uparrow = G_1(\mu_m^\uparrow - \mu_{m-1}^\uparrow + eV_{m-1,m}), \quad (8)$$

$$J_{m-1,m}^\downarrow = G_2(\mu_m^\downarrow - \mu_{m-1}^\downarrow + eV_{m-1,m}), \quad (9)$$

$$J_{m,m+1}^\uparrow = G_2(\mu_{m+1}^\uparrow - \mu_m^\uparrow + eV_{m+1,m}), \quad (10)$$

$$J_{m,m+1}^\downarrow = G_1(\mu_{m+1}^\downarrow - \mu_m^\downarrow + eV_{m+1,m}). \quad (11)$$

Здесь $\mu_m^{\uparrow,\downarrow}$, $\mu_{m-1}^{\uparrow,\downarrow}$, $\mu_{m+1}^{\uparrow,\downarrow}$ – химические потенциалы электронов в ячейках соответствующего направления спина, $V_{m-1,m}$ и $V_{m+1,m}$ разность потенциалов границах ячейки. Также в формулах (8)–(11) введены два значения кондактанса: когда спин инжектированного электрона противоположен намагниченности рабочей области – G_1 и когда он сонаправлен намагниченности рабочей области – G_2 (см. рис.1). Примем также упрощение, что падение напряжения на каждой границе одинаково и равно V/N , где V – напряжение, прикладываемое ко всей ячейке, а N – общее количество ячеек.

Используя уравнения (3)–(6) и (8)–(11), формулу (7) перепишем в виде

$$dP_m / dt = -2(P_m - P_{0m}) / \tau - 2NJ(\mu_{m-1}^\downarrow - \mu_m^\downarrow) / (Ve^2 n_0) \quad (12)$$

При выводе формулы (ф12) было учтено равенство $eV(G_1 + G_2) / N = J$. Далее для упрощения примем, что $\Delta\mu = (\mu_{m-1}^\downarrow - \mu_m^\downarrow) \approx const$. В этом случае решение уравнения (ф12) имеет вид при начальном условии $P_m(0) = P_{0m}$

$$P_m(t) = \left(\frac{NJ \Delta\mu\tau}{Ve^2 n_0}\right) \text{Exp}(-2t/\tau) + P_{0m} - \frac{NJ \Delta\mu\tau}{Ve^2 n_0} \quad (13)$$

Первый член в выражении соответствует процессам релаксации спина, третий – спиновой накачке током. Здесь нужно учитывать только стационарный случай. Тогда можно получить окончательное выражение для спиновой поляризации в стационарном случае, выразив ее через ток J . Согласно выражению (ф13) получим

$$P_m \approx P_{0m} - \frac{NJ \Delta\mu\tau}{Ve^2 n_0} \quad (14)$$

При инверсной заселенности электронных уровней $P_m = -P_{0m}$ (частота перехода лежит в терагерцовом диапазоне частот) из формулы (ф14) следует равенство для величины необходимого тока

$$J = 2P_{0m} V e^2 n_0 / (\Delta\mu N \tau) \quad (15)$$

В случае туннельного барьера на каждой границе ячейки падение электрического потенциала eV/N много больше, чем скачок хим. потенциала $\Delta\mu$, который в случае терагерцовых переходов порядка обменной энергии (0.1 эВ). При $eV/\Delta\mu N \approx 10$ ток, необходимый для инверсного заселения, примерно равен 10^{-2} А, что при характерных размерах островков: диаметр – несколько десятков нанометров, высота – 10-20 нм, соответствует плотности тока 10^9 А/см², вполне достижимой в эксперименте.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (18-57-76001 ЭРА_a).

Заключение

Рассмотрена модель одномерной цепочки островков из ферромагнитного металла, разделенных туннельным диэлектриком, в условиях протекания в этой цепочке электрического тока. Оценен ток, необходимый для инверсного заселения электронных уровней.

Литература

1. J. Walowski and M. Munzenberg // J. Appl. Phys. 120, 140901 (2016).
2. Ю. В. Гуляев, *et al.* // Письма в ЖЭТФ Т. 93, 289 (2011).
3. V. Korenivski, A. Iovan, A. Kadigrobov and R. I. Shekhter, *Europhys. Lett.* V. 104, 27011 (2013).
4. S. Datta, "Electronic transport in mesoscopic systems" // Cambridge University Press, 1995

Генерация спиновых волн на скачке толщины пленки железо-иттриевого граната

С.Л. Высоцкий^{1,2}, Г.М. Дудко¹, А.В. Кожевников¹, А.В. Садовников², Ю.В. Хивинцев^{1,2}, В.К. Сахаров¹, Н.Н. Новицкий³, А.И. Стогний³, Ю.А. Филимонов^{1,2}

¹ Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

² СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Астраханская ул., 83, Саратов, 410012.

³ ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», Бровки, 19, Минск, 220072..

* vysotsl@gmail.com

Экспериментально исследовано возбуждение обменных спиновых волн (ОСВ) в области скачка толщины («ступеньки») ферритового волновода при распространении в нем поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) и в случае квазиоднородной накачки области «ступеньки». Показано, что в полосе частот наблюдения ПМСВ эффективность возбуждения ОСВ растет с увеличением частоты и может быть выше, чем в случае однородной накачки области ступеньки, для которой эффективность в этой полосе частот с ростом частоты уменьшается. Экспериментальные данные хорошо согласуются с оценками, полученными с использованием результатов проведенного для обоих способов возбуждения микромагнитного моделирования..

Введение

Перспективы использования спиновых волн (СВ) для разработки устройств обработки информации и логических элементов [1] предполагают решение одной из основных задач – их генерации. Использование обменных СВ (ОСВ) с длиной волны $\lambda \sim 0,1-0,5$ мкм позволяет рассчитывать на уменьшение габаритов устройств на их основе. В этой связи исследование способов возбуждения ОСВ не прекращается с момента начала исследования СВ. В последние годы активно исследуется генерация ОСВ в области неоднородности статического внутреннего магнитного поля, возникающей вследствие эффекта формы [2] или искусственно созданных геометрических неоднородностей [3]. В данной работе экспериментально и с помощью микромагнитного моделирования исследована возможность генерации ОСВ в условиях однородного статического магнитного поля.

Методика эксперимента

В эксперименте использовалась пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной 5,4 мкм. С помощью ионного травления толщина части поверхности пленки была уменьшена на 0,7 – 1 мкм. Из пленки был вырезан волновод длиной 20 мм, шириной 5 мм (направления x и y , соответственно, на рис. 1а) так, что скачок толщины («ступенька») располагался вдоль оси y посередине длины волновода. Волновод 1 размещался в макете микропо-

лосковой линии задержки на антеннах $vx1$ и $vx2$ (см. рис. 1а) шириной $w=40$ мкм.

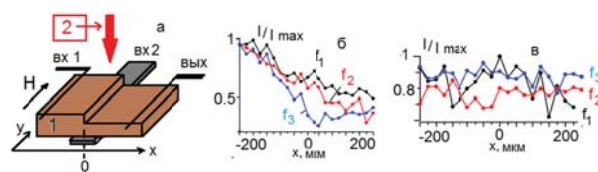


Рис. 1. Схематическое изображение макета (а) и интенсивности сигнала БЛС без применения фильтра для накачки области ступеньки с помощью ПМСВ (б) и квазиоднородной накачки (в), $H=300$ Э

Расстояние между антеннами $S=5$ мм. Постоянное магнитное поле $H_0=100-2000$ Э прикладывалось параллельно антеннам, что соответствовало распространению в пленке ЖИГ поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ). На поверхности пленки ЖИГ фокусировался лазерный луч диаметром 50 мкм (показан стрелкой на рис. 1в) для проведения измерений бриллюеновского рассеяния света (БРС) аналогично [4], при этом мог использоваться фильтр 2, ограничивающий интервал детектируемых волновых чисел ПМСВ величинами 10^4 $1/\text{см} < q < 3 \times 10^4$ $1/\text{см}$. Измерения БРС проводились также для случая квазиоднородного возбуждения ОСВ. Для этого волновод 1 размещался на закороченном отрезке микрополосковой линии шириной $w_s=0,63$ мм, на вход ($vx2$ на рис. 1а) которой подавалась мощность СВЧ. При выбранной величине w_s возбуждаются спиновые волны с длиной $\lambda > 2w_s \sim 1,2$ мм, следовательно, в области ступеньки распределение высокочастотного магнитного СВЧ поля было близко к однородному.

Результаты измерений

На рис. 1б,в приведены зависимости интенсивности нормированного по максимальному (для всего интервала изменения x , где $x=0$ отвечает области «ступеньки») уровню сигнала БРС от координаты x , полученные без фильтра 2 для частот $f_1=2,31$ ГГц, $f_2=2,61$ ГГц и $f_3=2,8$ ГГц) при $H_0=300$ Э.

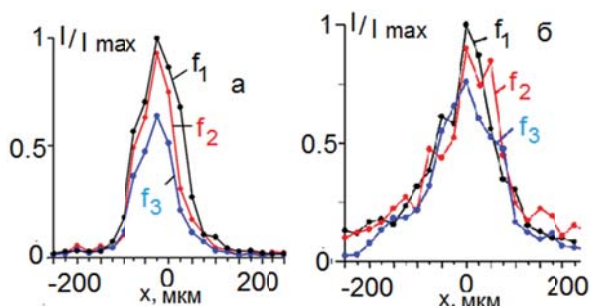


Рис. 2. Зависимости интенсивности нормированного сигнала БРС от координаты x , полученные для частот $f_1=2,31$ ГГц, $f_2=2,61$ ГГц и $f_3=2,8$ ГГц с фильтром для накачки области ступеньки с помощью ПМСВ(а) и квазиоднородной накачки (б), $H_0=300$ Э

На рис. 1б представлены результаты, полученные для накачки с помощью ПМСВ, что соответствует преимущественно сигналу, обусловленному распространяющейся дипольной ПМСВ с волновыми числами $q < \pi/w \sim 900$ 1/см. Близкий к монотонному характер зависимости $I(x)/I_{max}$ отражает затухание ПМСВ в процессе распространения. Для случая квазиоднородной накачки (рис. 1в) интенсивность сигнала БРС практически не меняется.

На рис. 2 приведены результаты, полученные с применением фильтра 2 (рис. 1а) для накачки с помощью ПМСВ (рис. 2а) и для случая квазиоднородной накачки (рис. 2б). Поскольку регистрируемые фильтром волновые числа $q > 10^4$ 1/см не могут эффективно возбуждаться микрополосковой антенной, ярко выраженный максимум в области ступеньки должен быть обусловлен генерацией коротких ОСВ.

Для трех выбранных в эксперименте частот мы рассчитали значения эффективности генерации ОСВ как отношения $(I/I_{max})/P$, где P – мощность, потраченная на возбуждение спиновых волн, определяемая как разность величин мощности, отраженной от входов vx_1 или vx_2 при $H=2$ кЭ и $H=H_0$ [5], где для случая ПМСВ $H_0=300$ Э, а для квазиоднородной накачки величина H_0 подбиралась соответ-

ствующей полю однородного резонанса на частотах f_1 – f_3 .

Для накачки с помощью ПМСВ с ростом частоты от f_1 до f_3 эффективность увеличивалась с $0,48$ мкВт $^{-1}$ до $2,2$ мкВт $^{-1}$, тогда как для квазиоднородной накачки уменьшалась с $1,96$ мкВт $^{-1}$ до $1,13$ мкВт $^{-1}$. Таким образом, оказалось, что эффективность возбуждения ОСВ с помощью ПМСВ может быть выше (например, на частоте f_3), чем в случае однородной накачки.

Результаты расчетов

Численное моделирование эксперимента было проведено с использованием программы OOMMF [6]. Из рис. 3 видно формирование в области «ступеньки» коротких спиновых волн.

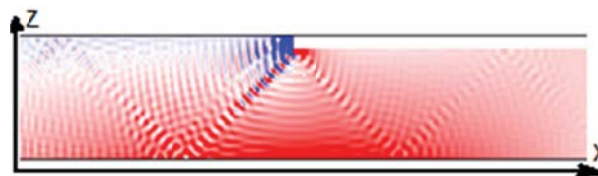


Рис. 3. Результаты расчета распределения компоненты m_z высокочастотной намагниченности в плоскости x - z в пленке ЖИГ со «ступенькой»

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 17-07-01452_а и 18-57-00005_Бел_а.

Литература

1. G. Csaba, A. Papp, W. Porod // *Physics Letters A* V. 381, Iss. 17, P. 1471–1476 (2017).
2. F.B. Mushenok, R. Dost, C. S. Davies et al. // *APL* 111, 042404 (2017) DOI: 10.1063/1.4995991
3. C.S. Davies, A.V. Sadovnikov, S.V. Grishin et al. // *APL* 107, 162401 (2015).
4. С.А. Одинцов, А.В. Садовников, А.А. Грачев и др. // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 104, В. 8, С.576-580.
5. В.К. Сахаров, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий и др. // *Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2017. Т.25, №1, С. 35-51
6. OOMMF User's Guide, Version 1.0, M.J. Donahue and D.G. Porter, Interagency Report NISTIR 6376, NIST, Gaithersburg, MD (Sept 1999).

Влияние упругих деформаций на спектр ферромагнитного резонанса субмикронных пленок ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением

С.Л. Высоцкий^{1,2}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, А.В. Кожевников¹, В.К. Сахаров¹,
Ю.А. Филимонов^{1,2}, А.И. Стогний³, Н.Н. Новицкий³, С.А. Никитов⁴

¹ Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

² СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Астраханская ул., 83, Саратов, 410012.

³ ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», Бровки, 19, Минск, 220072.

⁴ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, корп.7, , Москва, 125009

* vysotsl@gmail.com

Исследовано влияние деформаций на спектр широкополосного ферромагнитного резонанса субмикронных (200-800 нм) пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), полученных ионно-лучевым распылением на подложках гадолиний галлиевого граната (ЖИГ/ГГГ) и кремния (ЖИГ/Si). В приближении магнитоупругой изотропии рассчитаны магнитоупругие постоянные (В) пленок которые составили $B \approx 2.8 \cdot 10^5$ эрг/см³ и $B \approx 0.8 \cdot 10^5$ эрг/см³ для структур ЖИГ/ГГГ и ЖИГ/Si соответственно.

Введение

Магнитоупругие свойства пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ), выращенных с помощью жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), находят применение для создания устройств стрейнтроники [1]. Однако, ЖФЭ плохо совместима с полупроводниковыми технологиями.

В данной работе исследованы магнитоупругие свойства пленок ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением на подложки гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) и кремния (Si). Показано, что технология ионно-лучевого распыления позволяет получать магнитоупругие пленки ЖИГ как на подложках ГГГ так и кремния.

Исследованные образцы

Пленки ЖИГ получались ионно-лучевым распылением на подложках ГГГ с кристаллографической ориентацией (111) и окисленного кремния по технологии, описанной в [2]. Толщины пленок на подложках ГГГ и Si составляли 0,7 мкм и 1,1 мкм, соответственно (при напылении на подложку Si предварительно напылялся буферный слой толщиной 0,1 мкм).

Определенные с помощью метода ферромагнитного резонанса (ФМР) величины намагниченности насыщения составили 1,73 и 1,5 кГс, соответственно (для буферного слоя – 1,28 кГс).

Методика эксперимента

Методом широкополосного ФМР в макете на основе несимметричной микрополосковой линии (см. рис. 1) исследовалось влияние деформаций на спектр спин-волновых возбуждений структур ЖИГ/ГГГ и ЖИГ/Si.

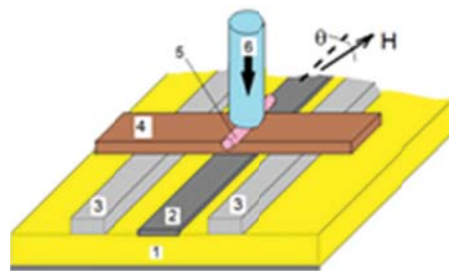


Рис. 1. Схематическое изображение макета

На поликорковой плате 1 по обе стороны от сигнального проводника 2 располагались опоры (стеклянные полоски) 3 толщиной 200 мкм. Исследуемые образцы 4 размещались на опорах так, как показано на рисунке, и к ним с использованием упора 5 и штока 6 прикладывалось изгибающее усилие. Макет мог располагаться в зазоре электромагнита так, что угол θ между осью сигнальной полоски 2 и направлением подмагничивающего поля H составлял 0 или 90 градусов. Результаты измерений для исследуемых образцов сопоставлялись с аналогичными, полученными для монокристаллической пленки ЖИГ толщиной 0.58 мкм, выращенной ме-

тодом ЖФЭ на подложке ГГГ (пленка ЖФЭ ЖИГ). Для измерения частотной зависимости потерь в микрополосковой линии $S_{21}(f)$ использовался анализатор цепей Agilent E5071C.

Результаты измерений

На рис. 2 представлены результаты измерений для ЖФЭ ЖИГ (а), ЖИГ/ГГГ (б) и ЖИГ/Si (в).

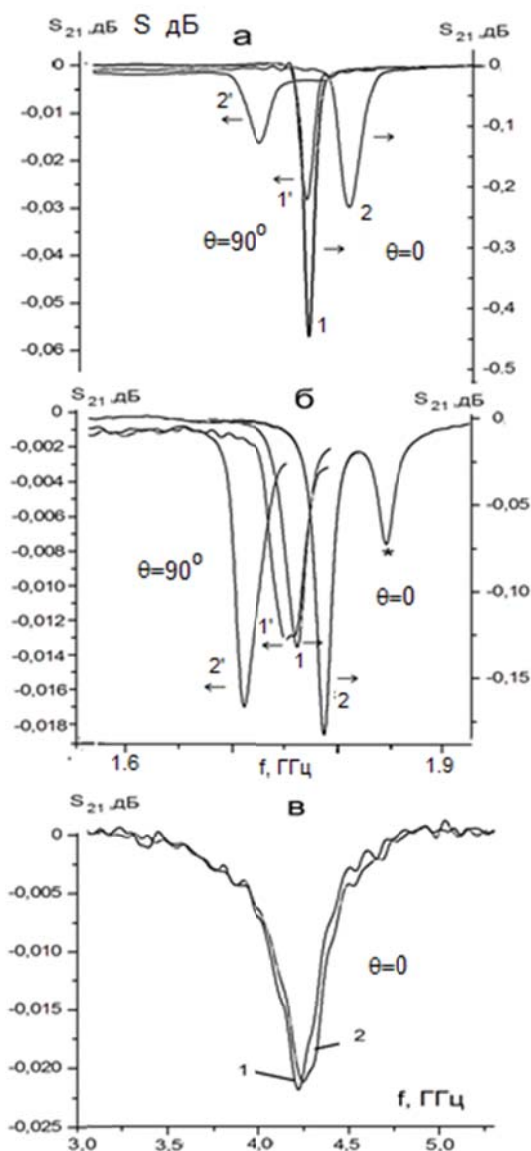


Рис. 2. Влияние деформаций на вид зависимостей $S_{21}(f)$ при расположении в макете пленки ЖФЭ ЖИГ/ГГГ (а) и полученных ионно-лучевым распылением пленок ЖИГ/ГГГ и ЖИГ/Si, - (б) и (с), соответственно. Кривые 1(1') и 2(2') на рис. а,б получены при величине силы давления 0 и 320 г, соответственно, при $\theta=0$ и $\theta=90^\circ$, $N=200$ Э; на рис. (с) - при $N=930$ Э, $\theta=0$

Видно, что во всех случаях в зависимости $S_{21}(f)$ наблюдается «провал» за счет резонансного воз-

буждения магнитостатических колебаний в пленке ЖИГ, расположенной над сигнальной линией (кривые 1). Приложение деформирующего усилия приводит к сдвигу центральной частоты пика поглощения (кривые 2 для веса грузиков 320 г). Зависимость центральных частот резонансных провалов от величины нагрузки иллюстрирует рис. 3.

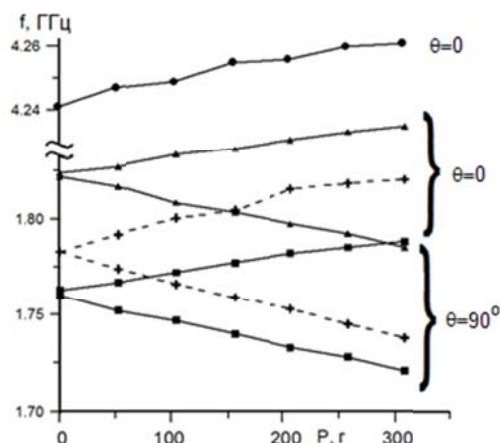


Рис. 3. Зависимости резонансных частот пленки ЖФЭ ЖИГ (пунктир) и ЖИГ/ГГГ, полученной ионно-лучевым распылением (сплошные линии, квадраты и треугольники соответственно от массы грузиков, $N=200$ Э; сплошная линия с кружочками представляет результаты для пленки ЖИГ/Si при $N=930$ Э

Мы также показали, что чувствительность спектра ФМР к приложенному электрическому полю в мультиферроидных структурах ЖИГ/пьезоэлектрик может быть увеличена в разы за счет создания статических деформаций пленок ЖИГ.

По величине частотного сдвига пика поглощения в спектре ФМР рассчитаны магнитоупругие постоянные пленок ЖИГ/ГГГ $B \approx 2.8 \cdot 10^5$ эрг/см³, что составляет $\approx 60\%$ от значений для ЖФЭ ЖИГ, и ЖИГ/Si $B \approx 0.8 \cdot 10^6$ эрг/см³, что составляет $\approx 16\%$ от значений объемного поликристаллического ЖИГ.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 16-29-14058_офи и 18-57-00008_Бел_а.

Литература

1. А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов // УФН, Т.188, 2018.
2. Ю.В. Хивинцев, В.К. Сахаров, С.Л. Высоцкий, Ю.А. Филимонов, А.И. Стогний, С.А. Никитов // ЖТФ, Т.88, С.1060-1066, 2018.

Аномальный эффект Холла в фрустрированных магнетиках

В.В. Глушков^{1,2,*}, М.А. Анисимов¹, А.В. Богач¹, А.Д. Божко¹, С.В. Демишев^{1,3},
В.Н. Краснорусский¹, А.Н. Самарин¹, Н.Е. Случанко¹, В.Б. Филиппов⁴, Н.Ю. Шицевалова⁴

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

² Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

³ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Мясницкая ул., 20, Москва, 101000.

⁴ Институт проблем материаловедения им. И.Францевича НАНУ, ул. Кржижановского, 3, Киев, 03142.

*glushkov@it.gpi.ru

В работе выполнен сравнительный анализ эффекта Холла в твердых растворах замещения $\text{Ho}_{0,5}\text{Lu}_{0,5}\text{B}_{12}$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x \leq 1$), $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ ($x < 0,04$) и $\text{Eu}_{0,9}\text{Yb}_{0,1}\text{B}_6$ в диапазоне температур 2-300 К в магнитных полях до 8 Тл. Для систем с различными видами фрустрации обменного взаимодействия (геометрической в $\text{Ho}_{1-x}\text{Lu}_x\text{B}_{12}$, координационной в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ и амплитудной в $\text{Eu}_{1-x}\text{R}_x\text{B}_6$, $\text{R}=\text{Yb}, \text{Gd}$) идентифицирован аномальный эффект Холла, характеризуемый линейным скейлингом холловского сопротивления $\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}$. Обнаруженное поведение зарегистрировано для диапазона сопротивлений $\rho_{xx} \sim 10-1000$ мкОм*см вне области применимости классической модели асимметричного рассеяния и связывается с ростом амплитуды спиновых флуктуаций в парамагнитной фазе исследуемых соединений с неколлинеарной магнитной структурой. Выделен топологический эффект Холла, амплитуда которого варьируется от 5 нОм*см для MnSi до 80 нОм*см для $\text{Ho}_{0,5}\text{Lu}_{0,5}\text{B}_{12}$ и 7,5 мкОм*см для $\text{Eu}_{0,97}\text{Gd}_{0,03}\text{B}_6$.

Введение

В настоящее время принято различать внутренний (собственный) аномальный эффект Холла (АЭХ), определяемый поперечной добавкой к скорости за счет вклада фазы Берри в системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), и внешний (примесный) АЭХ, связанный с рассеянием носителей заряда на магнитных центрах [1]. АЭХ возникает в неколлинеарных ферромагнетиках, где скалярная киральность S_i ($S_i \times S_k \neq 0$) приводит к появлению фиктивного магнитного поля даже в отсутствие СОВ [2], и в магнитных металлах с нетривиальной топологией спинов в координатном пространстве [3-7].

При интерпретации экспериментальных данных возникает проблема идентификации механизмов АЭХ [1]. Асимметричное рассеяние (skew scattering), для которого угол рассеяния зависит от взаимной ориентации спина носителя заряда и магнитного момента примеси, дает зависимость $\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}$ (случай чистых металлов $\rho_{xx} < 1$ мкОм*см) [8]. Для диапазона сопротивлений $\rho_{xx} = 1-100$ мкОм*см доминирует внутренний АЭХ, обусловленный влиянием фазы Берри ($\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}^2$) [9]. Вкладом рассеяния за счет боковым смещением волнового пакета электрона (side jumping) [10] с аналогичным скейлингом, как правило, пренебрегают [1]. «Грязный» предел ($\rho_{xx} > 100$ мкОм*см) характеризуется промежуточным поведением $\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}^n$ ($n=1,6-$

1,8), которые связывают с переходом к режиму прыжковой проводимости [1].

Примером «нарушения» существующей классификации является смена режимов АЭХ в киральных магнетиках $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ с переходом от внутреннего АЭХ, определяемого вкладом фазы Берри в магнитоупорядоченной фазе ($\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}^2$, $T < T_c$), к внешнему АЭХ, наблюдаемому в парамагнитном состоянии ($\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}$, $T > T_c$) [11-12]. Последний случай реализуется в режиме доминирующего рассеяния носителей заряда ($\rho_{xx} \sim 10-100$ мкОм*см) вне области применимости классической модели асимметричного рассеяния [8,13]. Линейный скейлинг АЭХ, наблюдаемый в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, не имеет объяснения в рамках существующих моделей [1].

Результаты и обсуждение

Для выяснения механизмов, определяющих возникновение АЭХ в магнетиках с неколлинеарной структурой, в работе выполнены исследования транспортных и магнитных свойств монокристаллических образцов твердых растворов замещения $\text{Ho}_{0,5}\text{Lu}_{0,5}\text{B}_{12}$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x \leq 1$), $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ ($x < 0,04$) и $\text{Eu}_{0,9}\text{Yb}_{0,1}\text{B}_6$ в диапазоне температур 2-300 К в магнитных полях до 8 Тл. Для исследованных систем с фрустрацией обменного взаимодействия (геометрической в $\text{Ho}_{1-x}\text{Lu}_x\text{B}_{12}$, координационной в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ и амплитудной в $\text{Eu}_{1-x}\text{R}_x\text{B}_6$, $\text{R}=\text{Yb}, \text{Gd}$) идентифицирован аномальный вклад с

линейным скейлингом холловского сопротивления $\rho_{xy}^A = S_1 \rho_{xx} M$ (M – объемная намагниченность, см, напр., рис. 1). Следует подчеркнуть, что линейная связь $\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}$ наблюдается в режиме сильного рассеяния носителей заряда ($\rho_{xx} \sim 10\text{-}1000$ мкОм*см).

Однако, поведение параметра S_1 в исследуемых соединениях существенно различается. В случае $\text{Ho}_{0,5}\text{Lu}_{0,5}\text{B}_{12}$ этот коэффициент зависит от ориентации магнитного поля. Для $B \parallel [110]$ $S_1 = -(0,7 \pm 0,1) \text{ Tl}^{-1}$ не зависит от температуры, в то время как для $B \parallel [111]$ ρ_{xy}^A меняет знак, уменьшаясь от значений $S_1 = +4,7 \text{ Tl}^{-1}$ при $T = 2 \text{ K}$ до $S_1 = -5,1 \text{ Tl}^{-1}$ при $T = 4,2 \text{ K}$. В основном состоянии $\text{Eu}_{1-x}\text{R}_x\text{B}_6$ (R – Gd, Yb) знак АЭХ определяется типом магнитного порядка ($S_1 > 0$ для ферромагнитной и $S_1 < 0$ для антиферромагнитной фазы). Для $\text{Eu}_{0,97}\text{Gd}_{0,03}\text{B}_6$ обнаружено необычное поведение АЭХ, характеризуемого постоянными значениями параметра S_1 и коэффициента Холла R_H в широкой окрестности точки Нееля ($T \leq 8 \text{ K}$, вставка на рис. 1).

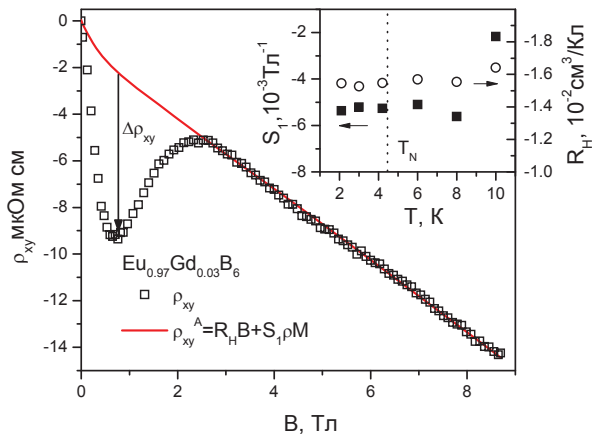


Рис. 1. Эффект Холла в $\text{Eu}_{0,97}\text{Gd}_{0,03}\text{B}_6$ ($T = 2,1 \text{ K}$). Линией обозначена сумма вкладов в холловское сопротивление $\rho_{xy} = R_H B + S_1 \rho_{xx} M$ ($R_H = -1,55 \cdot 10^{-2} \text{ см}^3/\text{Кл}$ и $S_1 = -5,2 \cdot 10^{-3} \text{ Tl}^{-1}$). Стрелкой показан топологический эффект Холла $\Delta \rho_{xy}$. На вставке представлена температурная эволюция параметров S_1 и R_H ($T_N \approx 4,3 \text{ K}$ – температура Нееля)

Сравнение данных с модельной зависимостью $\rho_{xy} = R_H B + S_1 \rho_{xx} M$ (рис. 1) позволило выделить дополнительный вклад с амплитудой, варьирующейся от $\Delta \rho_{xy} \approx 5$ нОм*см для MnSi до 80 нОм*см для $\text{Ho}_{0,5}\text{Lu}_{0,5}\text{B}_{12}$ и 7,5 мкОм*см для $\text{Eu}_{0,97}\text{Gd}_{0,03}\text{B}_6$. Этот вклад следует связать с топологическим эффектом Холла, характеризующим неколлинеарные спиновые структуры фрустрированных магнетиков.

В случае $\text{Ho}_{0,5}\text{Lu}_{0,5}\text{B}_{12}$ амплитуда $\Delta \rho_{xy}$ зависит от ориентации магнитного поля и варьируется в пре-

делах от $\Delta \rho_{xy} \approx +80$ нОм*см ($B \parallel [100]$) до $\Delta \rho_{xy} \approx -15$ нОм*см ($B \parallel [111]$) при $T = 2 \text{ K}$. При этом рост магнитного поля приводит к смене асимптотики топологического эффекта Холла с переходом от зависимости $\Delta \rho_{xy} \sim \rho_{xx}^2$ при $B < 2 \text{ Tl}$ к $\Delta \rho_{xy} \sim \rho_{xx}$ при $B > 2 \text{ Tl}$.

Результаты исследования позволили выявить общие закономерности в АЭХ для магнетиков с разным типом фрустрации обменного взаимодействия, указывающие на необходимость корректного описания вклада асимметричного рассеяния носителей заряда в неколлинеарных спиновых структурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ 18-02-01152-а и Программы Президиума РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависящие электронные эффекты и спиновые технологии».

Литература

1. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda et al. // Rev. Mod. Phys., V. 82, 1539 (2010).
2. C.D. Batista, S.-Z. Lin, S. Hayami et al. // Rep. Prog. Phys., V. 79, 084504 (2016).
3. Y. Taguchi, Y. Oohara, H. Yoshizawa et al. // Science, V. 291, 2573 (2001).
4. P. Pureur, F. Wolff Fabris, J. Schaf et al. // Europhys. Lett., V. 67, 123 (2004).
5. A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz et al. // Phys. Rev. Lett., V. 102, 186602 (2009).
6. Y. Machida, S. Nakatsuji, S. Onoda et al. // Nature, V. 463, 210 (2010).
7. Z.H. Liu, Y.J. Zhang, G.D. Liu et al. // Scientific Reports, V. 7, 515 (2017).
8. T. Jungwirth, Q. Niu, A.H. MacDonald et al. // Phys. Rev. Lett., V. 88, 207208 (2002).
9. L. Berger // Phys. Rev. B, V. 2, 4559 (1970).
10. J. Smit // Physica, V. 24, 39 (1958).
11. V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, V.Yu. Ivanov et al. // Письма в ЖЭТФ, Т. 101, 512 (2015).
12. V.V. Glushkov I.I. Lobanova, V.Yu. Ivanov et al. // Phys. Rev. Lett., V. 115, 256601 (2015).
13. B. Zimmermann, K. Chadova, D. Ködderitzsch et al. // Phys. Rev. B, V. 90, 220403(R) (2014).

Невзаимное распространение спиновых волн в изогнутой нанопроволоке

Р.В. Горев¹, Е.А. Караштин^{1,2}, Е.В. Скороходов¹, А.А. Фраерман^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
eugenk@ipmras.ru

Методом микромагнитного моделирования исследован эффект невзаимного распространения волн в изогнутой ферромагнитной нанопроволоке. Обсуждается зависимость эффекта от параметра диссипации, геометрических размеров системы и величины внешнего подмагничивающего поля.

Введение

Распространение спиновых волн в изогнутой проволоке представляет интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Ранее было теоретически показано в приближении обменных спиновых волн, что кривизна ферромагнитной проволоки может приводить к появлению эффективной анизотропии [1] и к невзаимности распространения спиновых волн [2]. Поэтому ясно, что такие системы могут использоваться для создания невзаимных элементов для спиновых волн. Целью данной работы является исследование невзаимного эффекта в изогнутой ферромагнитной нанопроволоке в зависимости от различных параметров системы.

Рассматриваемая система показана на рис. 1. С симметричной точки зрения невзаимность в данном случае может быть записана, в частности, как зависимость частоты спиновой волны от её волнового вектора:

$$\omega = \dots + \mathbf{kT} + \dots, \quad (1)$$

где \mathbf{T} — вектор, изменяющий знак как при обращении времени, так и при пространственной инверсии. В рассматриваемой нами системе роль такого вектора играет тороидный момент, который локально отличен от нуля в области изгиба. В работах [1,2] рассматривался лишь обменный механизм возникновения невзаимности, а магнитоэлектронное взаимодействие учитывалось лишь в виде эффективной анизотропии формы. Такое приближение справедливо для случая, когда длина спиновой волны велика по сравнению с масштабом проволоки. В то же время, известно, что вектор тороидного момента может играть роль в невзаимных свойствах системы вследствие магнитоэлектронного

взаимодействия в ней [3]. В рамках данного исследования мы применили метод микромагнитного моделирования для обнаружения невзаимности в рассматриваемой системе за пределами обменного приближения и исследования её свойств в зависимости от параметров системы, таких, как ширина проволоки и свойства материала, из которого она изготовлена.

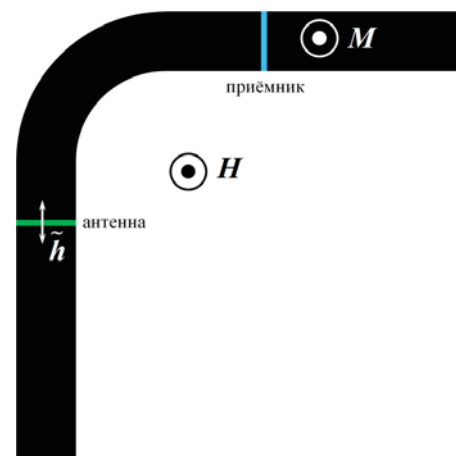


Рис. 1. Схема рассматриваемой системы

Алгоритм расчёта

Микромагнитное моделирование проводилось в пакете OOMMF. Первоначально изогнутая ферромагнитная (параметры $M_s=8 \times 10^5$ А/м, $A=8.4 \times 10^{-12}$ Дж/м, $\alpha=0.01$ соответствуют пермаллою [4]) нанопроволока (длина 6570 нм, ширина 500 нм, толщина 10 нм, радиус закругления 1 мкм) намагничивалась перпендикулярно плоскости в поле 1 Тл. После чего в области, находящейся в одном из плеч уголка на расстоянии 500 нм («антенна» на рис. 1) от начала изгиба переменным полем с амплитудой 1 мТл возбуждались колебания намагниченности.

Для построения спектров снималась мощность осцилляций намагниченности из области, находящейся в другом плече на расстоянии 800 нм от изгиба («приёмник» на рис. 1). Чтобы избежать возбуждения стоячих волн, коэффициент диссипации на концах провода был плавно увеличен до 0.5. Для оценки эффекта невзаимности снимались спектры для двух направлений намагниченности (что эквивалентно двум направлениям распространения волны), а после для максимумов спектров рассчитывалась следующая величина:

$$N = \frac{M_{\uparrow} - M_{\downarrow}}{M_{\uparrow} + M_{\downarrow}}. \quad (2)$$

Результаты и обсуждение

Моделирование подтвердило наличие эффекта невзаимности в описанной системе. Были исследованы зависимости величины эффекта невзаимности от коэффициента диссипации (рис. 2) и ширины нанопроволоки (рис. 3) при всех прочих параметрах, соответствующих указанным в описании алгоритма расчёта.

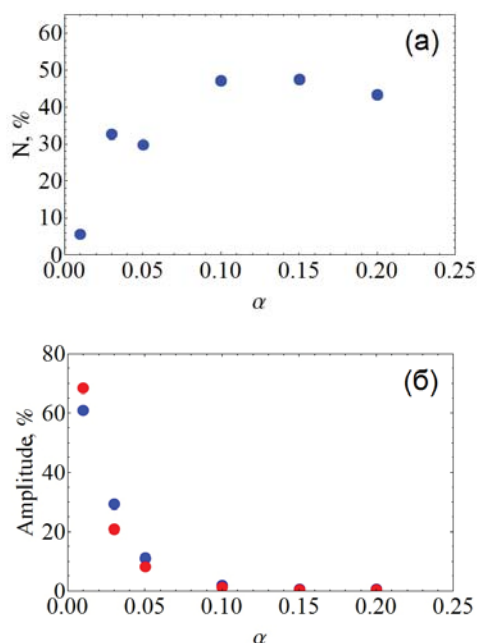


Рис. 2. Зависимость эффекта невзаимности (а) и коэффициента прохождения для двух направлений распространения волны (б) от коэффициента диссипации

В обоих случаях наблюдается сложный немонотонный характер зависимости. Видно, что в исследуемых диапазонах максимум эффекта достигается при параметре диссипации $\alpha=0.1$, и ширине провода $w=500$ нм.

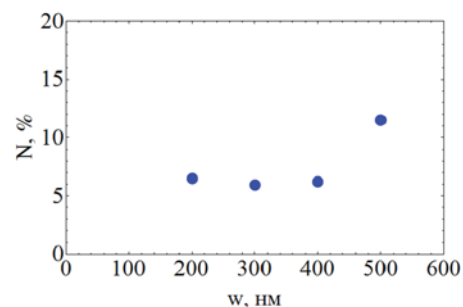


Рис. 3. Зависимость эффекта невзаимности от ширины нанопроволоки

Однако при таком значении диссипации амплитуда сигнала, дошедшего до приёмника, крайне мала, что делает невозможным практическое использование.

С другой стороны, при уменьшении параметра диссипации до величины, близкой к нулю, величина невзаимности также стремится к нулю. Поэтому необходим подбор промежуточного значения этого параметра. Оптимальным является значение параметра диссипации, равное 0.03, при котором, с одной стороны, до приёмника доходит 20-30% сигнала, и с другой, величина невзаимности составляет более 30%.

Исследование невзаимности от намагниченности насыщения показало, что с увеличением M_s невзаимность растёт. При увеличении внешнего магнитного поля, приложенного к системе, невзаимность быстро уменьшается. Таким образом, можно сделать вывод о необходимости использовать минимальное внешнее поле, достаточное для намагничивания образца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 18-32-20036).

Литература

1. V.S. Tkachenko et al. // *Appl. Phys. Lett.* **101**, 152402 (2012).
2. D. Sheka et al. // *Phys. Rev. B* **92**, 054417 (2015).
3. E.A. Karashtin, A.A. Fraerman // *Phys. Rev. B* **92**, 014401 (2015).
4. E.V. Skorohodov et. al. // *JMMM* **424**, 118 (2017).

Взаимодействие ферромагнитных слоев через магнитную перемычку

Р.В. Горев¹, И.Ю. Пашенькин^{1*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, Нижний Новгород, 607680

*pashenkin@ipmras.ru

Методами микромагнитного моделирования исследована зависимость структуры и энергии доменной стенки, локализованной в области магнитной перемычки между ферромагнитными слоями, от геометрических параметров системы. Продемонстрирован эффект смещения кривой намагничивания свободного слоя в результате обменного взаимодействия между берегами через магнитный филамент.

Введение

Поиск способов управления магнитными состояниями в магнитных наносистемах электрическим полем является одной из наиболее актуальных задач магнетизма, имеющей как фундаментальный, так и прикладной характер. В частности, возможность изменения взаимной ориентации векторов намагниченности ферромагнитных слоев спинового клапана кратковременным приложением электрического напряжения открывает широкие перспективы для создания элементов энергонезависимой магнитной памяти с высокой степенью интеграции и низким энергопотреблением. Управление намагниченностью свободного ферромагнитного слоя может быть осуществлено путем организации обменного взаимодействия с закрепленным слоем. Одним из возможных путей является использование механизма резистивного переключения мемристорных структур металл-диэлектрик-металл с образованием металлических филаментов. Так, в работе [1] продемонстрирована возможность спинового транспорта через медный филамент в структурах Co/TaOx/Cu/Pu. Авторы наблюдали эффект магнетосопротивления, возникающий после резистивного переключения. Однако величина обменного РККИ взаимодействия в таких структурах недостаточна для наблюдения в экспериментах заметного эффекта подмагничивания свободного слоя. Более предпочтительной для решения задачи управления была бы организация прямого обмена между ферромагнитными берегами через магнитную перемычку. Авторами работы [2] показана возможность контролируемого образования филаментов кобальта в результате резистивного переключения структур Co/ZnO/Fe, что выражалось в наблюдении эффекта туннельного магнетосопротивления, изменяющего величину и знак в зависимости от приложенного напряжения.

В настоящей работе методом микромагнитного моделирования с использованием пакета OOMMF исследовались зависимости структуры и энергии доменной стенки, локализованной в области перемычки между магнитными берегами, от геометрических параметров системы. Также продемонстрирован эффект смещения кривой намагничивания свободного ферромагнитного слоя за счет образования «обменной пружины», связывающей его с закрепленным слоем.

Методика расчета

Исследованная система представляла собой набор ферромагнитных цилиндров, разделяющих тонкие пленки из того же материала (рис. 1).

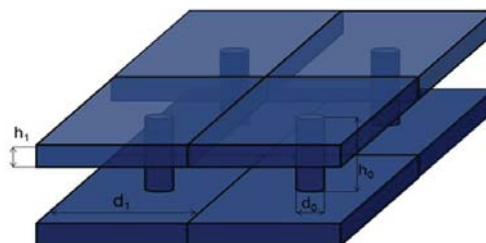


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой системы

Толщина пленок $h_1 = 10$ нм, период перемычек $d_1 = 100$ нм, диаметр филамента $d_0 = 20$ нм. Моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности образца с использованием пакета OOMMF, при этом использовались периодические граничные условия. Материальные параметры системы соответствуют пленкам Co: $A = 3 \times 10^{-11}$ Дж/м, $M_s = 1.4 \times 10^6$ А/м. В модели предполагалось, что ось легкого намагничивания лежит в плоскости пленок вдоль оси x , константа одноосной анизотропии $K = 5.4 \times 10^5$ Дж/м³. В качестве начальных условий была выбрана конфигурация, при которой ферромагнитные берега намагничены до насыщения противоположно друг

другу вдоль оси легкого намагничивания. Далее распределение намагниченности релаксировало к равновесному с формированием доменной стенки.

Результаты и обсуждение

Аналогичная задача была теоретически рассмотрена Р. Bruno в работе [3]. Им была исследована зависимость формы и энергии доменной стенки, локализованной в области сужения, разделяющего ферромагнитные берега, от геометрических параметров системы, таких как отношение ширины доменной стенки в отсутствие сужения w_0 к длине перемычки h , соотношение площадей поперечного сечения узкой области и берегов S_1/S_0 . Ширина доменной стенки определяется соотношением обменной энергии и энергии анизотропии:

$$w_0 = 4\sqrt{A/K} \tag{1}$$

Для случая $w_0/h \leq 1$, энергия доменной стенки записывается как [3]:

$$E_{dw} = \gamma S_0, \tag{2}$$

где $\gamma = 4\sqrt{AK}$, S_0 – площадь сечения перемычки.

Для ситуации $1 \leq w_0/h \leq S_1/S_0$, где S_1 – площадь сечения берегов, энергия доменной стенки определяется геометрией системы [3]:

$$E_{dw} = \pi^2 AS_0/h \tag{3}$$

Для выбранных нами материальных параметров модели величина w_0 составила 9.6 нм. На рис. 2 представлена зависимость энергии доменной стенки от соотношения w_0/h_0 .

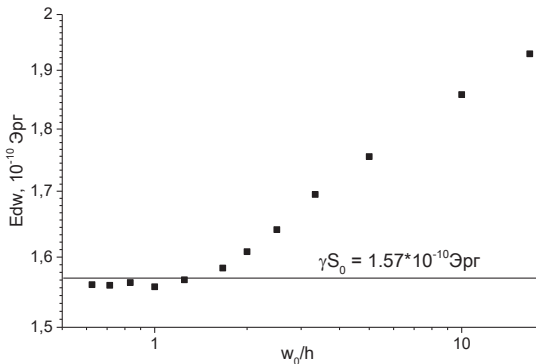


Рис. 2. Зависимость энергии доменной стенки, полученной при моделировании от соотношения w_0/h_0

Модельные расчеты показывают, что при $h \geq w_0$ энергия доменной стенки перестает зависеть от h , поскольку стенка целиком лежит внутри перемычки и не «чувствует» берегов. При $h \leq w_0$ энергия стенки $E_{dw} \sim 1/h$, что соответствует модели Р. Bruno. Распределение намагниченности в исследуемой системе представлено на рис. 3.

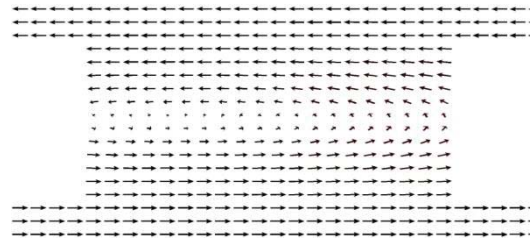


Рис. 3. Продольное сечение сетки магнитных моментов доменной стенки в равновесном состоянии. $h=12$ нм

На практике особый интерес представляет сдвиг кривой намагничивания свободного слоя при введении в систему магнитного филамента, соединяющего его с закрепленным слоем. Нами были смоделированы кривые намагничивания системы ферромагнитных дисков диаметром 100 нм и толщиной 10 нм, один из которых закреплен. Наличие цилиндрической магнитной перемычки приводит к смещению кривой намагничивания свободного слоя (рис. 4).

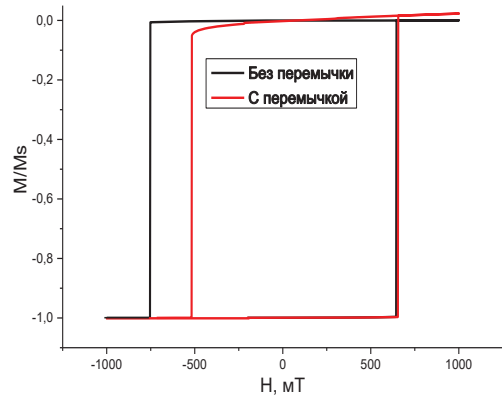


Рис. 4. Кривые намагничивания системы ферромагнитных дисков

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-72-10026)

Литература

1. Spin transport in memristive devices/ Hyuk-Jae Jang, Oleg A. Kirillov, Oana D. Jurchescu, Curt A. Richter// Appl. Phys. Lett. – 2012. – V. 100. – P. 43510.
2. Tunneling magnetoresistance induced by controllable formation of Co filaments in resistive switching Co/ZnO/Fe structures/ Zhihuan Yang, Qingfeng Zhan, Xiaojian Zhu et al.// EPL. – 2014. – V. 108. – P. 58004
3. Bruno P. Geometrically constrained magnetic wall/P. Bruno// Phys. Rev. Lett. – 1999. – V.83. – No 12. – P. 2425– 2428.

Ферромагнитный резонанс модифицированных многослойных пленок Co/Pt с перпендикулярной анизотропией

Р.В. Горев¹, М.В. Сапожников^{1,2}, В.Л. Миронов^{1,2*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

*mironov@ipmras.ru

Методами микромагнитного моделирования исследованы свойства ферромагнитного резонанса пленок Co/Pt с модификацией параметра анизотропии в областях формы диска и кольца. Обнаружено, что наличие локального торoidalного момента приводит к невзаимности распространения спин-волновых колебаний в системе.

Известно, что в магнитных пленках с локально измененной величиной анизотропии возможна реализация магнитных состояний с некомпланарной конфигурацией намагниченности. Такие состояния могут нести топологический заряд (магнитные скирмионы) и/или обладать торoidalным моментом. В последнем случае они демонстрируют невзаимность в рассеянии света [1] или распространении спиновых волн [2]. Примером такой магнитной конфигурации является цилиндрический магнитный домен (ЦМД). ЦМД может быть стабилизирован в пленке с перпендикулярной магнитной анизотропией в области с локально уменьшенной величиной анизотропии. При этом спин-волновые моды, связанные с доменной границей, демонстрируют невзаимность относительно распространения по или против часовой стрелки.

В данной работе было проведено численное моделирование ФМР в цилиндрическом магнитном домене и в системе концентрических магнитных доменов (КМД). Последняя конфигурация намагниченности может быть реализована в пленках, где области уменьшенной анизотропии имеют форму кольца.

Схематичные изображения исследуемых систем представлены на рис. 1. Толщина пленки составляла 7.5 нм. Период решетки модифицированных областей в системе КМД составлял 500 нм, а в системе ЦМД – 200 нм. Диаметр ЦМД $d = 100$ нм, внутренний диаметр кольца $d_1 = 100$ нм, внешний диаметр кольца $d_2 = 300$ нм. Моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности образца с использованием пакета OOMMF [3], при этом ис-

пользовались периодические граничные условия. Материальные параметры модельной системы соответствуют материальным параметрам хорошо исследованных многослойных пленок Co/Pt: намагниченность насыщения 2×10^5 А/м, константа обменного взаимодействия 1.5×10^{-12} Дж/м, константа анизотропии немодифицированной области $K_0 = 5 \times 10^4$ Дж/м, константа анизотропии модифицированной области $K_1 = 3 \times 10^4$, параметр диссипации 0.01.

Моделирование проводилось по следующему алгоритму. Первоначально система приводилась в состояние равновесия, после чего к ней прикладывалось переменное магнитное поле, а затем регистрировалась амплитуда установившихся колебаний. Частота возбуждающего СВЧ поля ν изменялась в диапазоне от 0 до 15 ГГц с шагом 0.1 ГГц. Чтобы исследовать спектры ФМР, были построены частотные зависимости средней по системе амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности:

$$\mathbf{m} = \sqrt{m_x^2 + m_y^2 + m_z^2}.$$

Для анализа модового состава резонансов были рассчитаны пространственные распределения амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности при накачке на резонансных частотах.

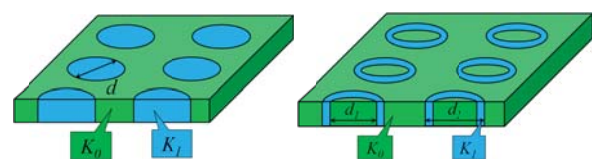


Рис. 1. Схематичные изображения исследуемых систем

Рассматриваемая система может находиться в двух различных магнитных состояниях. В первом состоянии намагниченность во всех областях пленки направлена в одну сторону. Во втором состоянии (рис. 2) намагниченности областей с различной анизотропией направлены противоположно, и между ними существуют доменные границы. Переход между состояниями осуществляется в процессе перемагничивания системы. Здесь приводятся результаты только для неоднородного состояния.

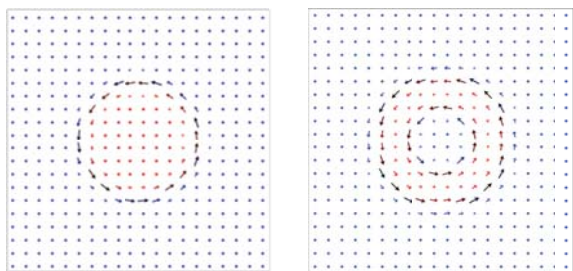


Рис. 2. Распределение намагниченности в плёнке Co/Pt для неоднородного магнитного состояния

Спектр ФМР ЦМД приведен на рис. 3. Пики 1 и 2 связаны с резонансными колебаниями доменной стенки. Пик 3 соответствует однородной прецессии намагниченности модифицированной области. Пик 4 – резонанс высшего порядка намагниченности модифицированной области, а пик 5 связан с резонансом пленки, которая окружает модифицированную область.

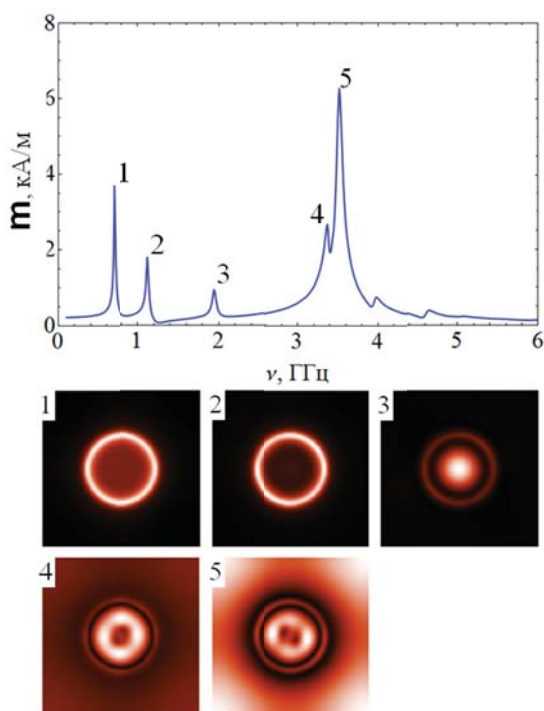


Рис. 3. Спектр и распределение амплитуды для ЦМД

Спектр ФМР системы КМД в неоднородном состоянии приведен на рис. 4. Пики 1 и 2 соответствуют резонансам намагниченности внешней и внутренней области доменной стенки большого радиуса. Подобные резонансы были описаны в [2]. Пики 3 и 4 аналогичны пикам 1 и 2, но связаны с доменной стенкой. Пики 5 и 6 соответствуют связанным резонансам модифицированной области и доменных границ. Пик 7 связан с резонансом пленки, которая окружает модифицированную область.

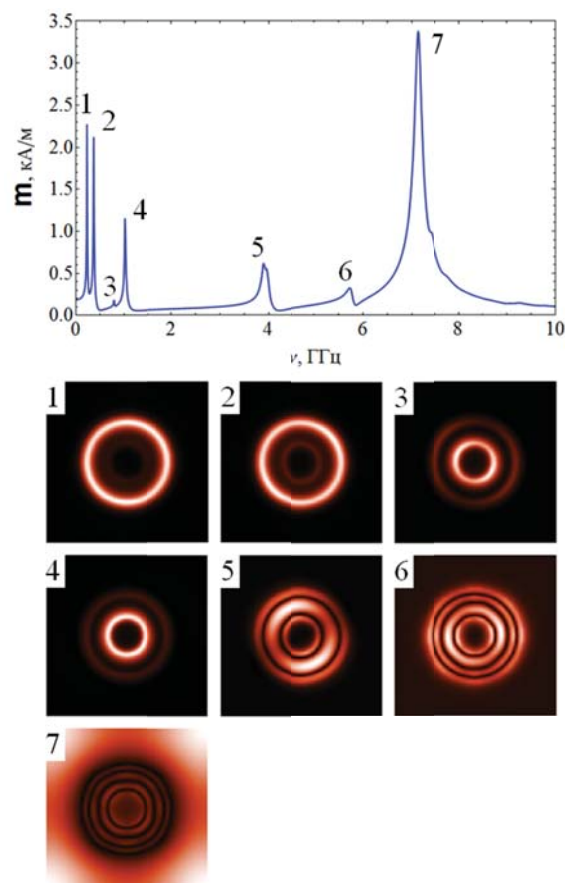


Рис. 4. Спектр и распределение амплитуды для системы КМД

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 18-02-00247.

Литература

1. O.G. Udalov, M.V. Sapozhnikov, E.A. Karashtin et al. // Phys. Rev. B 86, 094416 (2012).
2. M.V. Sapozhnikov, R.V. Gorev, E.A. Karashtin, V.L. Mironov // JMMM, 446, 1-6 (2018).
3. M.J. Donahue, D.G. Porter, Interagency Report No. NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, (math.nist.gov/oommf/).

Ферромагнитный резонанс в структурах с геликоидальным распределением намагниченности

Р.В. Горев, Е.В. Скороходов, В.Л. Миронов*

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

*mironov@ipmras.ru

Методами микромагнитного моделирования исследованы особенности ферромагнитного резонанса системы из трёх дисков, расположенных один над другим, в которой реализуется неколлинеарное распределение намагниченности. Обнаружено, что спектр расщепляется из-за взаимодействия между слоями, а в системе возбуждаются коллективные краевые моды. Обсуждается перестройка спектра ФМР во внешнем магнитном поле.

Введение

В последнее время большое внимание уделяется изучению свойств магнитных наноструктур с экзотическими распределениями намагниченности. В частности, геликоидальное распределение может быть реализовано в системе из трёх дисков, расположенных один над другим [1]. Данная работа посвящена изучению спектра ферромагнитного резонанса (ФМР) такой системы методом микромагнитного моделирования.

Алгоритм расчёта

Моделирование проводилось с помощью пакета OOMMF [2]. Были выбраны следующие геометрические параметры системы: диаметр дисков 100 нм, толщина нижнего и верхнего дисков 12 нм, толщина среднего диска 4 нм, зазоры между дисками 20 нм.

В качестве материала был выбран пермаллой $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, намагниченность насыщения 8×10^5 А/м, постоянная обменного взаимодействия 13×10^{-12} Дж/м, параметр диссипации 0.01. В равновесном состоянии углы между средними магнитными моментами соседних дисков составляют 120° (Рис. 1). Для расчёта спектра ФМР первоначально система приводилась в состояние равновесия, после чего к ней прикладывалось переменное магнитное поле, направление которого параллельно плоскости дисков и перпендикулярно намагниченности диска II (ось X), а затем регистрировалась амплитуда установившихся колебаний. Частота возбуждающего СВЧ поля изменялась в диапазоне от 0 до 10 ГГц с шагом 0.1 ГГц. В качестве ФМР спектров рассчитывались частотные зависимости средней по системе амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности:

$$\mathbf{m} = \sqrt{m_x^2 + m_y^2 + m_z^2}.$$

Для анализа резонансных мод рассчитывались пространственные распределения амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности при накачке на резонансных частотах.

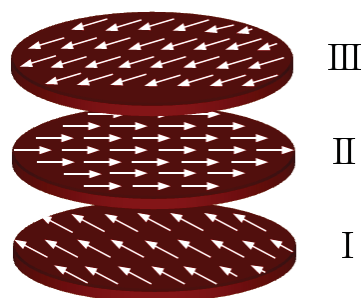


Рис. 1. Геликоидальное распределение намагниченности в системе из трёх дисков.

Результаты и обсуждение

Полученный ФМР спектр приведён на Рис. 2. Спектр содержит 4 интенсивных пика и 2 слабых. Моды, соответствующие этим резонансам, показаны на Рис. 3.

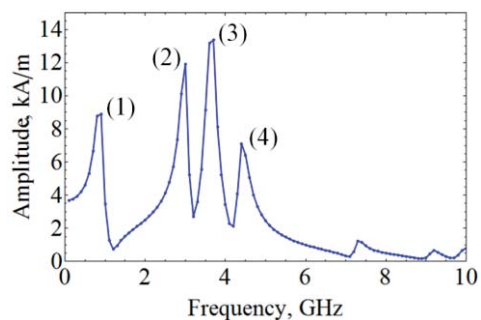


Рис. 2. ФМР спектр системы из трёх дисков с геликоидальным распределением намагниченности

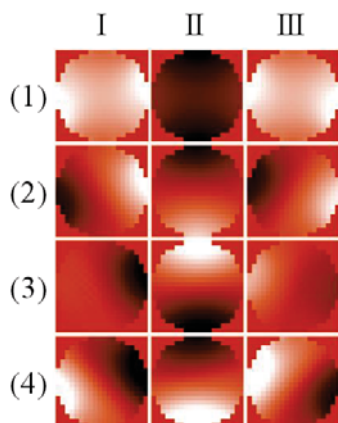


Рис. 3. Мгновенные распределения X-проекции намагниченности в дисках, соответствующие резонансам. Римскими цифрами обозначены номера дисков

Мода, соответствующая резонансу (1), – это синфазные колебания намагниченности вблизи краёв каждого из дисков. Резонанс (2) имеет более сложную

структуру: намагниченности I и III дисков колеблются в фазе, а колебания намагниченности диска II сдвинуты по фазе на 180° . В случае резонанса (3) основной вклад в спектр даёт диск II, при этом между колебаниями намагниченности вблизи краёв каждого диска разность фаз составляет 90° . Наконец, резонансная мода (4) аналогична моде (2), с тем отличием, что разность фаз колебаний намагниченности внутри одного диска составляет 90° .

Работа поддержана РФФ (проект 16-12-10254).

Литература

1. A.A. Fraerman, B.A. Gribkov, S.A. Gusev et al. // JAP **103**, 073916 (2008).
2. M.J. Donahue, D.G. Porter, Interagency Report No. NISTIR 6376, NI ST, Gaithersburg, (math.nist.gov/oommf/).

Микромагнитное моделирование магнито-стрикционного эффекта в наноструктурах

Р.В. Горев*, О.Г. Удалов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, Россия 603087.

*gorevrv@ipmras.ru,

В работе моделирование влияние деформаций на магнитные наночастицы квадратной и эллиптической формы. Исследовано магнитное состояние таких частиц с помощью в зависимости от их геометрических размеров и формы. В зависимости от размеров частиц в них может реализовываться вихревое или квазиоднородное состояние. Определены размеры частиц, при которых может происходить переключение из вихревого состояния в однородное за счет однородной деформации таких частиц, т.е. в недеформированном состоянии наиболее выгодным является вихревое состояние, а деформированном – квазиоднородное.

Введение

В макроскопических масштабах существуют эффективные механизмы создания магнитного поля и управления магнитным состоянием системы с помощью электрических токов. Эти механизмы дают высокий КПД при преобразовании электрической энергии в магнитную. При уменьшении размера системы управление магнитным состоянием с помощью электрических токов становится крайне неэффективным. Для примера, в ячейках памяти на основе магнитного туннельного контакта КПД процесса перемагничивания магнитной частицы (записи информации) при пропускания тока составляет всего $5 \cdot 10^{-4}$ % [1]. Данная проблема не может быть решена техническим (инженерным) путем. Поэтому многие научные группы в настоящее время исследуют фундаментально новые механизмы взаимодействия между электрическими и магнитными степенями свободы (магнито-электрический эффект). Особое внимание уделяется механизмам, в которых управление магнитными объектами осуществляется не электрическими токами, а электрическими полями [2, 3]. Магнито-электрический (МЭ) эффект возникает, например, из-за взаимодействия Дзялошинского-Мория в геликоидальных магнетиках. Поверхностные МЭ явления возникают за счет эффекта поля в разбавленных магнитных полупроводниках и магнитных оксидах.

В последнее время активно исследуются гибридные структуры сегнетоэлектрик/ферромагнетик [4, 5]. МЭ эффект в таких структурах возникает за счет комбинации магнитоэлектрики (магнито-упругого эффекта) и пьезоэлектрического эффекта (электрострикции). Стрикционный механизм можно считать объемным, несмотря на то, что деформации передаются через интерфейс.

Используя стрикционный МЭ эффект, можно управлять магнитными частицами и переключаться между различными состояниями в таких частицах. В силу симметрии стрикционный механизм не позволяет переключать намагниченность на противоположную. Он вызывает изменение направления оси анизотропии. Интересным при этом являются исследование возможных типов переходов. Например, возможно ли за счет стрикционного МЭ эффекта переключение между двумя однородными состояниями, ориентированными ортогонально, или между вихревым и однородным состоянием,

Для исследования этих вопросов в нашей работе мы провели моделирование квадратных и эллиптических субмикронных магнитных частиц Ni. Мы провели исследование основного и метастабильных состояний таких частиц в зависимости от однородных одноосных деформаций в них. При этом были исследованы различные размеры таких частиц и форма. Это позволило оценить параметры частиц, в которых деформации позволяют переключаться между различными типами магнитных состояний.

Процедура моделирования

Влияние деформаций моделировалось добавочной одноосной анизотропией ($K = 8 \times 10^3$ Дж/м³) в плоскости магнитной пленки. Такая анизотропия возникает в пленках Ni вдоль оси однородного одноосного сжатия или растяжения (как при сгибании подложки, на которой находятся магнитные частицы, например), или при двухосных деформациях в плоскости (вдоль одной оси сжатие, а вдоль другой растяжения, как в частицах на поверхности кристалла PMN-PT (011)).

Результаты

Моделирование проводилось для частиц эллиптической (длина большой полуоси 1 мкм, длина малой – 0.7 мкм) и квадратной (длина стороны 1 мкм) формы толщиной 30 нм.

В отсутствие деформаций и внешний полей такая эллиптическая частица может быть намагничена лишь однородно вдоль своей длинной оси (рис. 1, а). После введения в систему анизотропии вдоль короткой оси эллипса, у системы появилось два метастабильных состояния – однородное с намагниченностью вдоль короткой оси (рис. 1, б) и двухвихревое (рис. 1, в), из которых наиболее энергетически выгодно последнее.

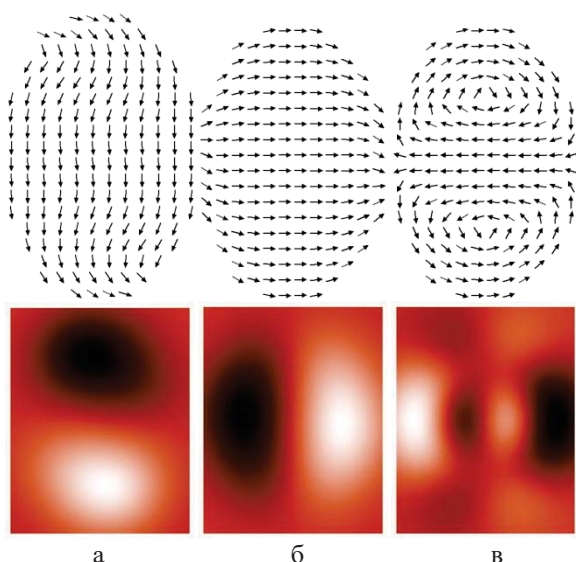


Рис. 1. Модельные распределения намагниченности и MCM изображения эллиптической частицы без деформации (а) и с деформацией (б, в)

В отсутствие анизотропии квадратная частица может находиться в квазиоднородном или вихревом состоянии. Введение анизотропии в данном случае не позволяет перевести частицу в другие состояния, однако она всё равно существенно влияет на намагниченность. В первом случае анизотропия существенно увеличивает однородность намагниченности, а во втором увеличивает области «доменов», намагниченность которых направлена вдоль оси анизотропии. Оба эти эффекта влияют на MCM контраст, получаемый от квадратной частицы.

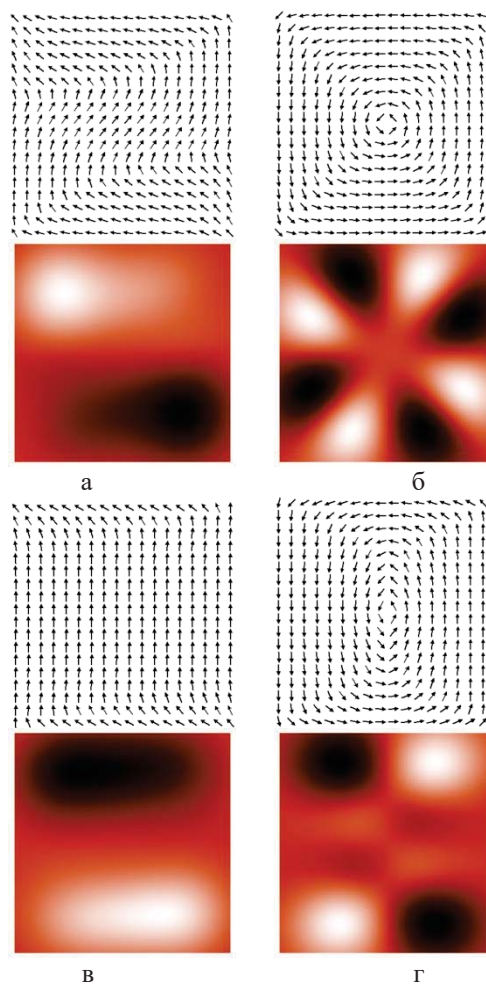


Рис. 2. Модельные распределения намагниченности и MCM изображения квадратной частицы без деформации (а, б) и с деформацией (в, г)

Работа выполнена при поддержке РФФ № 18-72-10026.

Литература

1. Greg P. Carman, IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 51, NO. 12, 0600104 (2015)
2. Manfred Fiebig, J. Phys. D: Appl. Phys. 38, R123–R152 (2005)
3. S. Fusil, V. Garcia, A. Barthelemy, and M. Bibes, Annu. Rev. Mater. Res. 44, 91 (2014)
4. Tomoyasu Taniyama, J. Phys.: Condens. Matter 27 504001 (2015)
5. M. Buzzi, R. V. Chopdekar, J. L. Hockel, A. Bur, T. Wu, N. Pilet, P. Warnicke, G. P. Carman, L. J. Heyderman, and F. Nolting, Phys. Rev. Lett. 111, 027204 (2013)

Управляемая спин-волновая интерференция в нерегулярных магнитных микроструктурах

А.А. Грачев^{1,*}, А.В. Садовников¹, Е.Н. Бегинин¹, Ю.П. Шараевский¹, А.А. Сердобинцев¹, С.А. Никитов^{1,2}

¹ Лаборатория «Метаматериалы» Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, ул. Моховая, 11, Москва, 125009

*stig133@gmail.com

С помощью микромагнитного моделирования и радиофизических измерений исследована динамика спиновых волн, распространяющихся в нерегулярном магнитном микроволноводе с пьезоэлектрическим слоем. Показано, что с использованием локальных управляемых деформаций становится возможным контролировать свойства спин-волнового транспорта.

Введение

Развитие спинтроники и магноники привело к созданию микро- и наноструктур, перспективных для создания новых элементов магнитной памяти и логики в устройствах со сверхнизким потреблением энергии, обеспечивающих расширенную функциональность и возможность обработки спин-волнового сигнала [1, 2]. Важным шагом в создании интегральных магنونных схем является проектирование компоновки функциональной части сети с соединением магنونных устройств. Идея спин-волновой связи может быть использована для преодоления предельного расстояния для подавления перекрестного сигнала между соседними элементами. В то же время спин-волновая связь может быть использована для реализации частотных и пространственно-селективных режимов распространения спиновых волн вдоль магنونных элементов. Использование магнитных волноводов на основе плёнок железо-иттриевого граната (ЖИГ) с нарушением трансляционной симметрией открывает новую перспективу для изготовления ортогональных элементов, чтобы обеспечить эффективный перенос спиновых волн (СВ) между магنونными элементами [3].

В данной работе с помощью численных исследований, основанных на методе конечных элементов и микромагнитном моделировании было проведено исследование динамики распространения поверхностных магнитоэлектрических волн в нерегулярном ЖИГ волноводе с пьезоэлектрическим слоем.

Основная часть

На рисунке 1 схематически показана рассматриваемая структура, состоящая из нерегулярного магнитного микроволновода представляющего конфигурацию интерферометра Маха-Цендера, полученного с помощью метода лазерной резки из плёнки ЖИГ, толщиной 10 мкм, находящейся на подложке из галлий-гадолиниевого граната. На микроволноводе расположен пьезоэлектрический слой цирконата-титаната свинца. Структура помещена в однородное статическое магнитное поле $H = 1488$ Э, направленного вдоль короткой оси микроволновода для эффективного возбуждения ПМСВ. На поверхности пьезоэлектрического слоя (на стороне, где происходит связь с ЖИГ плёнкой) нанесены электроды из хрома, толщиной 150 нм, с помощью метода лазерной резки на данной стороне сформирована система двух трапеций. На верхней части пьезоэлектрического слоя нанесен электрод из хрома, толщиной 250 нм. На основе метода Манделъштам-Бриллюэновской спектроскопии продемонстрирована возможность управления локальными деформациями спин-волновой связью в предложенной структуре.

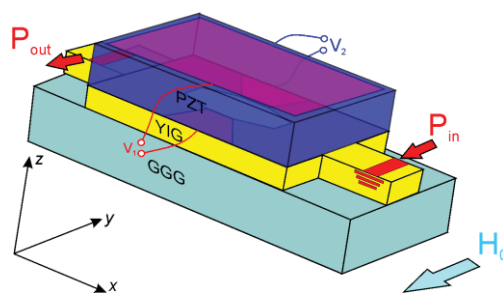


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры

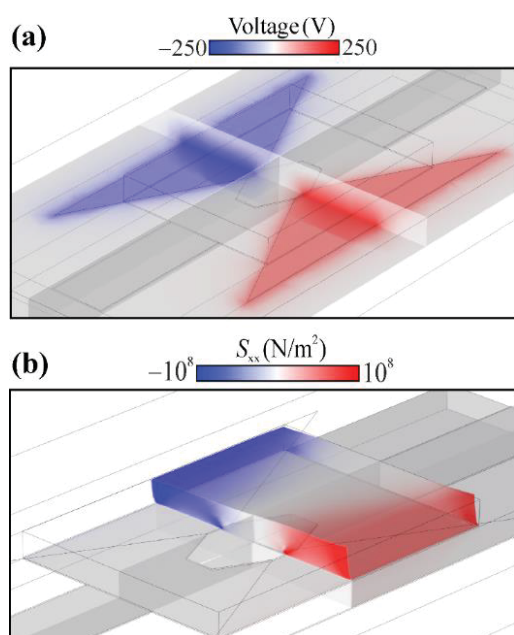


Рис. 2. (а) Распределение электрического потенциала при приложении к электродам напряжения ± 250 В, (б) Распределение компоненты тензора упругих деформаций S_{xx} в случае приложения внешнего электрического поля к пьезоэлектрическому слою

С помощью метода конечных элементов был произведена оценка влияния деформации на внутренне магнитное поле магнитных микроволноводов. При приложении напряжения $V_c = -250 \dots 250$ В к электродам внешнее электрическое поле в пьезоэлектрическом слое будет составлять $E_0 = -10 \dots 10$ кВ/см.

Распределение электрического потенциала показано на рис. 2 (а) для случая $E_0 = \pm 10$ кВ/см. На рисунке 2 (б) представлено распределение тензора напряжений в структуре в случае приложения напряжения к электродам. Видно, что в этом случае деформация возникает только в области первого электрода, вследствие обратного пьезоэффекта деформация передается ЖИГ плёнке, которая в свою очередь так же деформируется. Из-за обратного эффекта магнитострикции в ЖИГ плёнке изменяется внутреннее магнитное поле.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 18-37-00482, 19-37-80004) и гранта Президента РФ МК-3650.2018.9.

Литература

1. A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov// *Phys. Rev. Appl.* 7, 1, 014013 (2017)
2. A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, A.A. Serdobintsev, D.M. Mitin, S.A. Nikitov// *Phys. Rev. Lett.* 120, 257203 (2018)
3. A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, V.A. Gubanov, S.A. Odincov, A.A. Martyshkin, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, and S.A. Nikitov// *Appl. Phys. Lett.* 112, 142402 (2018)

Мультистабильность магнитных скирмионов в ультратонких многослойных структурах Au/Co/Pt

В.А. Губанов¹, М. Mruczkiewicz³, I. Vetrova³, Ján Šoltýs³, А.В. Садовников^{1,2}

¹ Лаборатория «Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009

³ Institute of Electrical Engineering SAS Slovak Academy of Sciences Dúbravská cesta 9, 841 04 Bratislava Slovak Republic

*vladmeen@gmail.com

В данной работе было проведено исследование процессов стабилизации скирмионов в нанодисках Au/Co/Pt. Было проведено микромагнитное моделирование на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица. Выявлено влияние величины обменного взаимодействия Дзялошинского-Мория на тип, стабильность и радиус скирмионов в многослойной структуре.

Введение

Магнитные скирмионы представляют собой топологически неоднородные конфигурации распределения динамической намагниченности, стабильность которых может быть обусловлена обменным взаимодействием Дзялошинского-Мория (ВДМ) в тонких ферромагнитных пленках или в нецентросимметричных магнитных материалах[1]. В настоящее время ведется интенсивное исследование возможности использования магнитных скирмионов в устройствах памяти со сверхмалым размером запоминающей ячейки. При этом важным является учет мультистабильных режимов существования скирмионов, возникающих в наноразмерных столбиках, состоящих из многослойных структур типа ферромагнетик-металл с большим спинорбитальным взаимодействием[2].

Основная часть

В докладе будут представлены результаты микромагнитного моделирования на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица для структуры, представляющей собой многослойные наностолбики, образованные слоями Au/Co/Pt. Количество слоев ферромагнетика изменялось от 2 до 6. Величина ВДМ в численном эксперименте менялась в диапазоне от 0.3 до 1.2 мДж/м², что находилось в хорошем соответствии с данными по экспериментальным исследованиям данных образцов. Показано, что наличие латерального ограничения структуры вместе с ВДМ приводит к возможности стабилизации магнитных скирмионов в структуре. Результаты оценки изменения относительного ра-

диуса скирмиона (отношение радиуса скирмиона к радиусу наностолбика) при изменении константы ВДМ и числа слоев показаны на рис. 1. При этом стоит отметить, что в рассматриваемых структурах оказывается возможным наблюдать явление гистерезиса, при котором величина относительного радиуса скирмиона меняется по-разному при увеличении и при уменьшении константы ВДМ при фиксированном количестве слоев в структуре.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 18-57-76001).

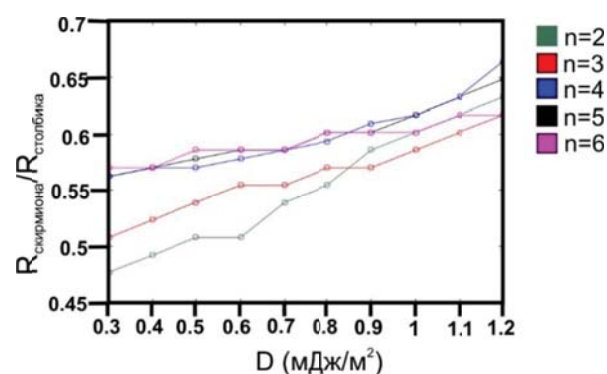


Рис. 1. Зависимость радиуса скирмиона от величины ВДМ

Литература

1. H. Yang et al. // Phys. Rev. Lett. 115, 267210 (2015).
2. M. Zelent, J. Tóbiš, M. Krawczyk, K.Y. Guslienko and M. Mruczkiewicz // Phys. Status Solidi RRL. Phys. Status Solidi RRL, 11, 1770350 (2017).

Управление свойствами спиновых волн в реконфигурируемом магнотном микроволноводе с нарушенной трансляционной симметрией

В.А. Губанов¹, А.В. Садовников^{1,2}, С.Е. Шешукова¹, С.А. Никитов^{1,2}

¹Лаборатория «Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 3

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009.

*vladmeen@gmail.com

Экспериментально и численно исследовано распространение спиновых волн в структуре с нарушенной трансляционной симметрией, представляющей собой U-образный магнотный волновод. Исследованы механизмы управления свойствами распространяющихся спиновых волн путем воздействия лазерного излучения в область скругления нерегулярной структуры.

Введение

Планарная топология магнотных сетей создается, например, с помощью структурированных магнотных материалов [1]. Микроструктуры на основе железо-иттриевого граната (ЖИГ) могут использоваться в задачах обработки спинволновых сигналов ввиду низкого затухания. Для управления свойствами распространяющихся спиновых волн (СВ) может быть использован метод структурирования ЖИГ пленок и создания нерегулярных микро- и наноразмерных волноводов, в том числе структур с нарушенной трансляционной симметрией [2].

Основная часть

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования режимов распространения спиновых волн в магнотном U-образном волноводе, а также рассмотрено распространение СВ при создании градиента температуры лазерным излучением [3] в области скругления волновода (отмечено как “Curved region” (CR) и показано на рис. 1а). Структура представляет собой нерегулярный ЖИГ микроволновод на подложке галлий гадоллиниевый граната (ГГГ). Методом микромагнотного моделирования было проведено исследования свойств распространяющихся СВ в U-образной структуре. Показано, что управление характеристиками распространения СВ оказывается возможным благодаря неоднородной конфигурации внутреннего магнотного поля вдоль направления распространения СВ.

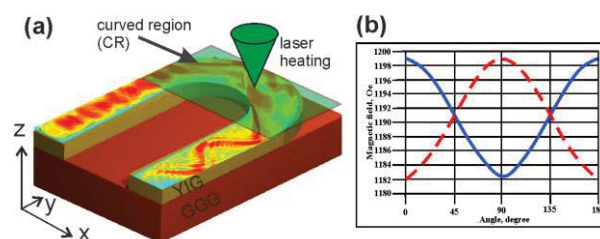


Рис. 1. Исследуемая структура (а) и распределение внутреннего магнотного поля (б) вдоль волновода в области CR

для случаев поверхностной магнотстатической волны (пунктирная красная линия) и обратной объемной магнотстатической волны (синяя сплошная линия) (см. рис. 1б). Также выявлены основные режимы работы предлагаемой структуры при локальной модуляции свойств среды (намагниченности и внутреннего магнотного поля лазерным нагревом).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№18-79-00198)

Литература

1. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, D. Grundler. // *J. of Phys. D: Applied Physics*, 43, 260301 (2010)
2. A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, V. V. Kruglyak, et al // *Phys. Rev. B*, 96, 060401(R) (2017)
3. M. Vogel, A.V. Chumak, E.H.Waller et al. // *Nature Physics*, 11, 487 (2015)

Исследование пленок CoPt методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии

В.А. Губанов¹, А.Г. Темиряев³, С.А. Никитов^{1,2}, А.В. Здоровейцев⁴, А.В. Кудрин³, М.П. Темиряева³, А.В. Садовников^{1,2*}

¹Лаборатория «Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 3

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009.

³Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190.

⁴Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

*sadovnikovav@gmail.com

Методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии (МБС) магнитных материалов проведено измерение спектров неупругого рассеяния фотонов на магнонах в тонких пленках $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$ и получены значения константы асимметричного обмена Дзялошинского-Мория, что может свидетельствовать о том, что наблюдаемые в тонких пленках мелкие изолированные домены могут иметь структуру скирмионов.

Введение

Одним из механизмов стабилизации скирмионов в ферромагнитных материалах является обменное взаимодействие Дзялошинского-Мория проявляющееся в объеме нецентросимметричных материалов, либо возникающему на интерфейсе ферромагнетик-металл с большим спинорбитальным взаимодействием [1]. Последний случай в настоящее время представляет большой интерес ввиду возможности получать решетки скирмионов при комнатных температурах и в дальнейшем управлять их свойствами.

Методика эксперимента и результаты исследований

В докладе будут представлены результаты измерения свойств тонких пленок $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$ [2] методом МБС магнитных материалов [3] с одночастотным лазером, работающим на длине волны 532 нм. Исследована трансформация спектров неупругого рассеяния фотонов на магнонах (квантах спиновых волн) при изменении величины внешнего магнитного поля и угла падения лазерного луча на плоскость образца. По данным исследований спектров неупругого рассеяния восстановлена дисперсионная характеристика спиновых волн в изготовленных образцах пленок. По спектрам неупругого рассеяния, полученным в положительной и отрицательной полярностях внешнего магнитного поля величина которого составляла $H=0.7$ Тл (см. рис. 1), был проведен расчет константы асимметричного обмена Дзялошинского-Мория в изготовленных структурах. Для этого определялся сдвиг между центральной ча-

стотой Стоксова и анти-Стоксова пика. При этом предварительные исследования микромагнитной структуры, кристаллической решетки и оценки постоянной взаимодействия Дзялошинского-Мория указанных пленок (0.8 мДж/м²) свидетельствуют о том, что наблюдаемые в них мелкие изолированные домены могут иметь структуру скирмионов.

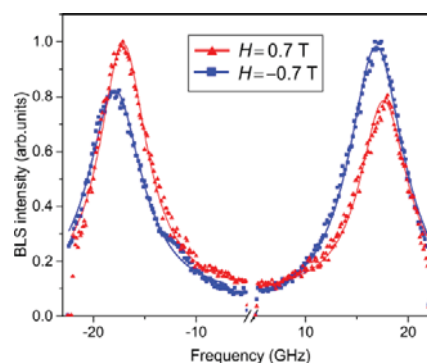


Рис. 1. Спектры МБС рассеяния пленки $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$ толщиной 8 нм, сформированной методом электронно-лучевого испарения

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (18-79-00198).

Литература

1. H. Yang et al Anatomy of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction at Co/Pt Interfaces// Phys. Rev. Lett. 115, 267210 (2015).
2. А.Г. Темиряев, М.П. Темиряева, А.В. Здоровейцев, и др. ФТТ. 60(11), 2158 (2018).
3. G.W. Kim, et al //Phys. Rev. Applied 9, 064005 (2018)

Магнитострикционный эффект в ферромагнитных пленках с анизотропией типа легкая ось и легкая плоскость

Н.С. Гусев¹, М.В. Сапожников¹, О.Г. Удалов¹

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, Россия 603087.

*gusevns@bk.ru,

В работе проведены экспериментальные исследования магнитострикционных свойств пленок Ni с анизотропией легкой плоскости многослойных структур Co/Pt с перпендикулярной анизотропией. Магнитные свойства пленок исследовались оптическими методами. При этом магнито-оптические измерения проводились при контролируемом изгибе подложки, на которой нанесена магнитная пленка. Показано, что изгиб подложки вызывает поворот оси анизотропии пленок Ni на 90 градусов. В многослойных пленках Co/Pt продемонстрировано изменение величины перпендикулярной анизотропии при изгибе подложки.

Введение

Магнито-электрический (МЭ) эффект предоставляет возможность контролировать магнитное состояние системы с помощью электрического поля [1]. Использование электрического поля вместо электрического тока позволяет кардинально уменьшить тепловые потери в системе (которые в настоящее время ограничивают использование магнитных систем памяти и логики в микроэлектронике [2]). Это обуславливает интерес к данному явлению. МЭ эффект в кристаллах при комнатной температуре является слабым. Кроме того, известно только два материала, где он наблюдается при комнатной температуре (BiFeO₃ и Cr₂O₃). Поэтому в настоящее время большое внимание уделяется гибридным системам сегнетоэлектрик/ферромагнетик. В таких системах МЭ эффект может возникать при комнатной температуре за счет двух механизмов: 1) эффекты зарядовой аккумуляции на поверхности металлического ферромагнетика (ФМ), вызванные электрической поляризацией сегнетоэлектрика (СЭ); 2) МЭ эффект, возникающий за счет комбинации магнито-стрикции (магнито-упругого эффекта) и пьезоэлектричества (электрострикции). Т.к. зарядовая аккумуляция в металлах возникает на толщине порядка одного параметра решетки, то эффекты зарядовой аккумуляции существенны только в сверхтонких пленках ФМ (меньше 5 нм). Стрикционный механизм МЭ эффекта позволяет изменять магнитную анизотропию ФМ пленок и частиц, прикладывая электрическое напряжение к СЭ. Электрическое поле вызывает деформацию СЭ, которая передается в ФМ через границу. Магнито-упругий эффект приводит к изменению магнитной анизотропии. Деформация

передается на существенно большую глубину, чем глубина экранировки в металлах. Поэтому толщины магнитных пленок могут быть существенно больше, чем при реализации МЭ эффекта, основанного на зарядовой аккумуляции. Кроме того, стрикционный механизм может быть использован для управления и металлическими ФМ и ФМ изоляторами. Контроль магнитных свойств субмикронных тонких ФМ пленок с плоскостной анизотропией в гибридных структурах СЭ/ФМ достаточно хорошо изучен. Например, в работе [3] продемонстрирован поворот намагниченности тонкой Ni пленки на 90 градусов на поверхности PZT актуатора. Контроль перпендикулярной анизотропии также исследовался ранее. Было продемонстрировано переключение между перпендикулярной и плоскостной анизотропией за счет МЭ эффекта [4]. Однако, такое поведение наблюдалось на единственном уникальном образце. Это связано с высокой чувствительностью свойств пленок Co/Pt параметрам системы. Таким образом, управление перпендикулярной анизотропией требует дальнейшего исследования.

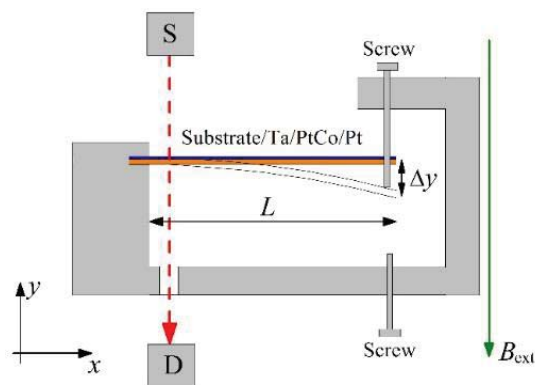


Рис. 1. Схема магнито-оптических измерений зависимости свойств магнитных пленок от их деформации

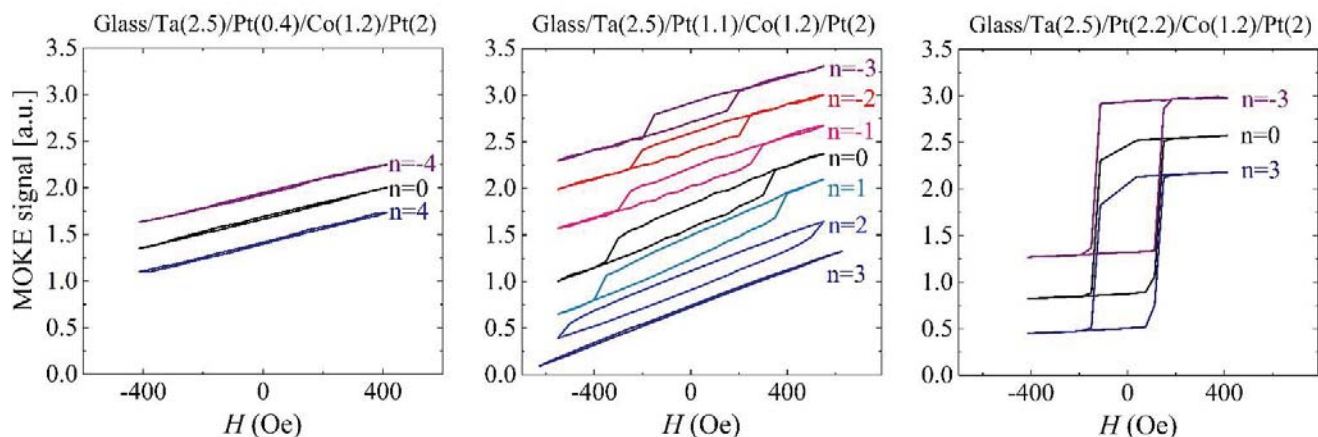


Рис. 2. Зависимость петли гистерезиса пленок Co/Pt от степени изгиба подложки для образцов с разной толщиной пленки Pt. n – число полных оборотов винта

В данной работе нами проведены исследования магнито-стрикционных свойств пленок с плоскостной перпендикулярной анизотропией.

Экспериментальная часть

Исследование зависимости магнитного состояния от деформаций [5]. проводилось магнито-оптическими методами. Особенностью наших измерений является использование устройства для контролируемого изгиба подложки (см. рис. 1) непосредственно при измерениях. В качестве подложек использовались: кремний, нитрид кремния и покровное стекло. Структуры изготавливались при помощи магнетронного напыления с разных мишеней в атмосфере аргона.

В части работы по исследованию магнито-стрикции в структурах типа лёгкая плоскость нами были изготовлены образцы плёнок Ni и FeGa толщиной 15, 30 и 60 нм. На всех структурах наблюдался поворот намагниченности в плоскости на 90° при изгибе подложки. Причем в плёнках Ni и FeGa магнито-стрикционный эффект был разного знака, что соответствует литературным данным.

В части работы связанной с наблюдением магнито-стрикционного эффекта в структурах типа легкая ось нами были изготовлены плёнки TaPtCoPt на покровном стекле. Характерный вид петель намагничивания такой структуры в зависимости от приложенных деформаций приведён на рис.2. Особенно

стью этих плёнок является высокая чувствительность к толщинам отдельных буферных и магнитных слоёв. В частности, на рис. 2 приведены графики для трех разных толщин подслоя Pt. Образец с толщиной буферного слоя Pt 1.1 нм является наиболее интересным, т.к. его магнитная анизотропия находится в переходном состоянии между «лежачей» и «стоячей». Из рисунка хорошо видно как меняется форма петли намагничивания при изгибе подложки. Предполагается, что $n=3$ намагниченность плёнки лежит в плоскости, при остальных n , мы имеем плёнку с разбросом анизотропии в разных её точках. Добиться перпендикулярной анизотропии деформациями плёнки (как при толщине Pt=2.2 нм) получить не удалось.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант номер 18-72-10026).

Литература

1. Manfred Fiebig, J. Phys. D: Appl. Phys. 38, R123–R152 (2005)
2. Greg P. Carman, IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 51, NO. 12, 0600104 (2015)
3. M. Weiler, A. Brandlmaier, S. Geprags, et al. N. J. Phys. 11, 013021 (2009)
4. B. Peng, et al. ACS Nano 11, 4337 (2017)
5. Бухараев А.А и др., УФН, т. 188, № 12, с. 1288–1330 (2018).

Туннельные магнитные контакты с пиннингом на антиферромагнитном подслое

Н.С. Гусев¹, В.В. Рогов¹, И.Ю. Пашенькин, Д.А. Татарский,
М.В. Сапожников^{1,2,*}, А.А. Фраерман¹

¹ Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики Российской академии наук, Нижний Новгород.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород.
*msap@ipmras.ru

Экспериментально исследованы магниторезистивные свойства цепочек магнитных туннельных элементов. Туннельные магнитные элементы изготовлены методом фотолитографии многослойных пленок с функциональным слоем IrMn/CoFe/AlO₃/NiFe и имеют латеральные размеры 1 μm × 2 μm. Величина магнитосопротивления цепочек составляла от 7 до 20% в зависимости от материала и толщины диэлектрической прослойки. Обнаружена зависимость TMR эффекта от величины электрического тока, протекающего через контакт.

Туннельные магнитные наноструктуры являются перспективным материалом для разработки датчиков магнитного поля и магнитной памяти с произвольным доступом (MRAM). Изготовление туннельных элементов требует разработки и исследования новых режимов технологических операций, ранее не использовавшихся в технологии изготовления изделий гибридной микроэлектроники. Настоящая работа направлена на разработку и оптимизация методов создания туннельных магнитных элементов и исследование их свойств.

В качестве подложек для формирования образцов использовались пластины Si покрытые изолирующим слоем Si₃N₄.

Рабочий TMC слой имеет сложную многослойную структуру IrMn/CoFe/Al₂O₃/NiFe. Технологический процесс формирования TMR элементов состоит из 17 последовательных операций: формирование изолирующей подложки, магнетронное напыление рабочих и вспомогательных слоев, травление в атмосфере аргона, оптическая литография. В результате формируется цепочка из последовательно включенных TMR элементов, представленная на рис. 1. Нижний контактный слой представляет собой многослойную Ta(3)/Pt(25)/Ta(25)/Pt(10)/Ta(5) структуру, верхний проводящий слой, а также контактные площадки выполнены из золота.

Антиферромагнитный подслой IrMn необходим для увеличения магнитной жесткости нижнего магнитного слоя CoFe и формирования в нем одноосной одонаправленной анизотропии в результате обменного взаимодействия со слоем IrMn. Измерение

петли намагничивания TMR многослойной структуры методами керровской магнитометрии (рис. 2) показало, что наличие одонаправленной анизотропии приводит к сдвигу петли намагничивания слоя CoFe на 150 Э.

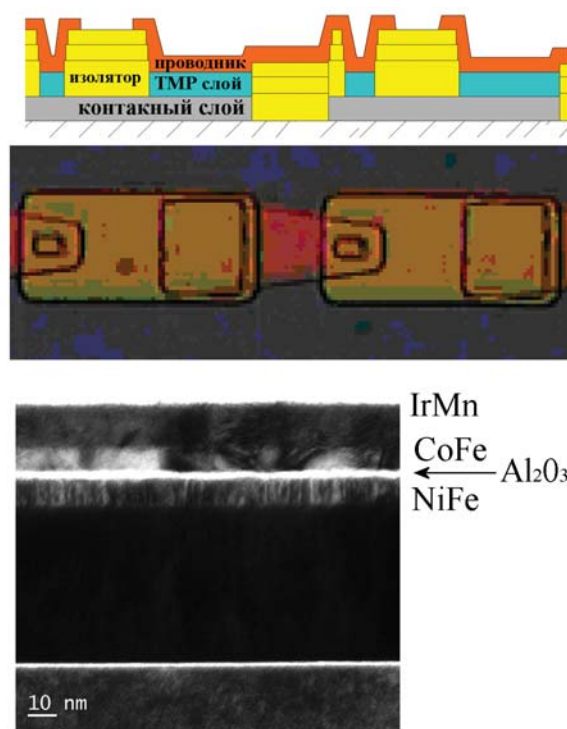


Рис. 1. Сверху: два соседних элемента в цепочки (вид сбоку). Изолятор – окись тантала, проводник - золото. В середине: фотография двух элементов цепочки сделанная в том же масштабе, приведена центральная часть одной из цепочек TMR элементов. Снизу: светлоспольное изображение поперечного сечения TMR структуры в просвечивающем электронном микроскопе

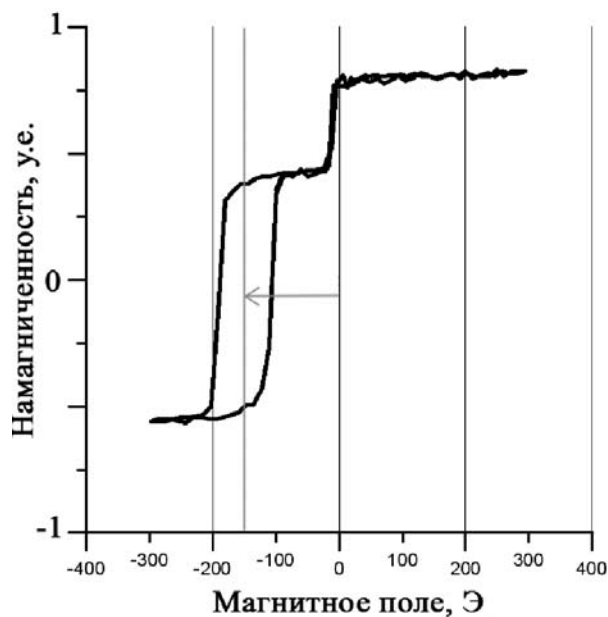


Рис. 2. Петля гистерезиса TMR структуры IrMn/CoFe/Al₂O₃/NiFe. Широкая петля соответствует магнито жесткому слою CoFe, узкая - рабочему слою NiFe

Небольшой сдвиг петли намагничивания рабочего магнитомягкого слоя NiFe в том же направлении на 10-20Э свидетельствует о наличии эффективного ферромагнитного обмена между магнитными слоями через туннельный слой диэлектрика.

В зависимости от толщины диэлектрической прослойки сопротивление цепочки из 50 последовательных TMR элементов составляет от 100 КОм до 40 МОм, при этом величина магнитосопротивления лежит в пределах 7-20% для разных образцов. Наличие одноосной анизотропии приводит к асимметричной форме магниторезистивной кривой (рис. 3). Электрический пробой структуры наблюдается при токах ~ 10 мкА, что позволяет прикладывать достаточно высокое напряжение к образцам, обладающим большим сопротивлением.

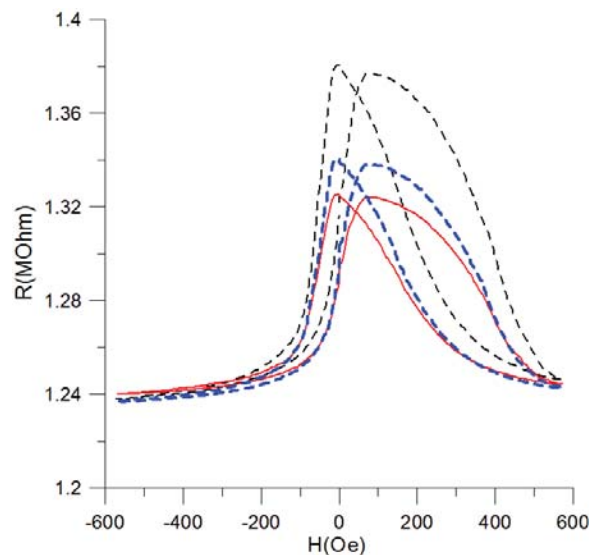


Рис. 3. Зависимость Сопротивления цепочки туннельных магнитных контактов от приложенного магнитного поля при разных величинах протекающего тока. Намагничивание осуществляется вдоль легкой оси TMR элемента. Черная тонкая пунктирная линия $I = 1 \mu\text{A}$, синяя толстая пунктирная линия $I = 5 \mu\text{A}$, красная тонкая сплошная линия $I = 7 \mu\text{A}$

При этом в высоко резистивных образцах наблюдалась зависимость величины магниторезистивного эффекта от величины протекающего тока, в образцах с малой величиной сопротивления эффект отсутствовал.

Это позволяет предположить, что изменение величины магнитосопротивления связано приложением достаточно высокого напряжения к контакту (10В/нм), что может приводить к изменению обменного взаимодействия между магнитными слоями через слой диэлектрика.

Работа поддержана грантами РФФИ № 18-02-00247 и № 18-02-00827. При выполнении работы использовалось оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Лоренцева микроскопия наноразмерных магнитных доменов

С.А. Гусев^{1,*}, Н.С. Гусев¹, Ю.В. Петров², Д.А. Татарский¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург.

*gusev@ipmras.ru

В докладе представлены результаты экспериментального исследования по наблюдению неоднородных магнитных распределений методом Лоренцевой электронной микроскопии в пермалловых нанодисках и многослойных пленках Co/Pt. Пермалловые нанодиски были использованы для калибровки магнитного поля в объективе микроскопа LIBRA 200MC. Магнитные свойства многослойных пленок Co/Pt локально модифицировали с помощью облучения остро сфокусированным ионным пучком в сканирующем гелиево-ионном микроскопе. В результате такого облучения в сплошных пленках формировались периодические решетки неоднородных распределений намагниченности, спиновая конфигурация которых зависит от дозы облучения.

Введение

Разработка новых магнитных материалов, например, для устройств хранения информации, требует знания детальной информации о структурных, химических, электронных и магнитных свойствах этих материалов на нанометровом и даже атомном масштабе. Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) - это универсальный инструмент для получения нужных характеристик материалов, и вносит значительный вклад в достижение этих целей. Среди возможностей электронной микроскопии существует режим так называемой «Лоренцевой ПЭМ» (ЛПЭМ), который позволяет отображать количественно магнитные и электростатические поля в материале в нанометровом масштабе. Кроме того, в этом режиме возможно проведение in-situ наблюдений по изменению микромагнитной структуры, подвергая образец воздействию магнитных или электрических полей [1]. В последнее время ЛПЭМ исследования в области изучения топологии магнитных конфигураций получили огромное внимание с точки зрения как фундаментальной науки, так и потенциального применения их в спинтронных устройствах следующего поколения с высокой плотностью записи и низким энергопотреблением. Такими топологическими магнитными конфигурациями обычно являются магнитные вихри, скирмионы и нанометрические пузырьки. Для таких магнитных доменов, размер которых может достигать единиц нанометров, ЛПЭМ с его высоким пространственным магнитным разрешением позволил добиться значительных успехов в характеристике детальных конфигураций спинов и отклика этих топологических магнитных доменов на внешние магнитные поля.

Ранее мы уже сообщали о возможности формирования скирмионных и вихревых текстур в сплошных многослойных пленках Co/Pt с помощью локального облучения ионами гелия [2,3]. Однако, информация об их топологии была получена непрямым способом, а на основании совместного анализа зависимостей намагничивания, полученными методами холловской магнитометрии, и магнитно-силовых изображений структур с недостаточно высоким разрешением. В данном докладе приведены экспериментальные результаты по применению более информативного и прямого метода визуализации магнитной структуры этих объектов с помощью Лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии.

Экспериментальные результаты

Для визуализации магнитных текстур был использован френелевский способ формирования изображения (метод дефокусировки) при ускоряющем напряжении 200 кВ в микроскопе LIBRA 200MC. К сожалению, в настоящее время мы из-за отсутствия необходимого программного обеспечения пока не можем выполнить одно из основных условий ЛПЭМ экспериментов - это располагать образец в области свободной от внешних магнитных полей, либо когда поле не превышает нескольких десятков эрстед. Это условие может быть реализовано при получении изображений с выключенной объективной линзой ПЭМ. Большая часть наших экспериментов проводилась в режиме малого увеличения ПЭМ, когда поле в области расположения образца было значительно больше, что потребовало его количественной оценки. Для этого на 100 нм мембранах нитрида кремния были изготовлены тестовые структуры: пермалловые диски толщиной 30 нм и диаметром от 75 нм до 500 нм.

В таких дисках реализуются вихревые распределения намагниченности. Наклон образца в ПЭМ позволяет изменять компоненту магнитного поля вдоль поверхности структуры, что для вихревого распределения приводит к смещению его кора и пятна фокусировки на ЛПЭМ изображении в направлении перпендикулярном приложенному полю (рис. 1). Измеряя это смещение и сравнивая полученные значения с модельными вихревыми распределениями, полученными с помощью программного пакета OOMF, мы получили, что в режиме ЛПЭМ наблюдений величина поля в области расположения образца составляет ~ 3000 Oe.

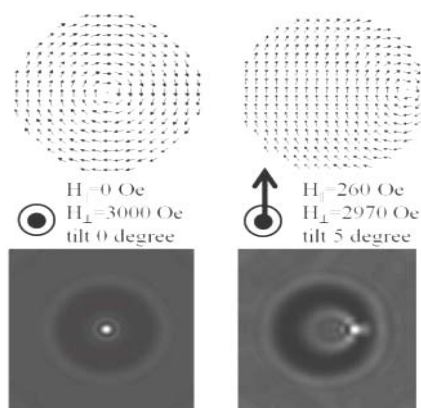


Рис. 1. Результаты моделирования OOMMF магнитных состояний и изображений с френелевским контрастом в нанодисках Ru в перпендикулярном и наклонном поле

Многослойные структуры Co/Pt аналогичные тем, что исследовались нами ранее [2,3] для ЛПЭМ измерений формировались на мембранах Si_3N_4 толщиной 50 и 100 нм. Типичные экспериментальные изображения приведены на рис.2. Поскольку режим ЛПЭМ измерений является нестандартным для нашего микроскопа, то для реконструкции экспериментальных распределений намагниченности требуется дополнительная калибровка его параметров: реальной величины дефокусировки и коэффициента сферической аберрации объективной линзы. Эта работа пока не завершена, поэтому анализ экспериментальных ЛПЭМ изображений проводился на основе качественного сравнительного анализа их с модельными изображениями. При этом было обнаружено, что если мы при OOMF моделировании микромагнитных распределений в наших структурах используем те же материальные магнитные параметры пленок, что были получены из анализа кривых намагничивания и МСМ измерений ранее [2,3], то в наших условиях структура должна быть

намагничена однородно, и контраст на ЛПЭМ изображениях должен отсутствовать.

На экспериментальных же изображениях мы видим, что контраст имеет вид характерный для решеток вихревых или скирмионных распределений. Устойчивость этих магнитных распределений в достаточно сильном поле (~ 3 kOe) свидетельствует о том, что реальные свойства облученных Co/Pt пленок отличаются от тех моделей, что были использованы ранее для микромагнитного моделирования. Например, возможно при моделировании необходимо учитывать неоднородность константы анизотропии по толщине многослойной структуры [4], или влияние поверхностного взаимодействия Дзялошинского–Мории.

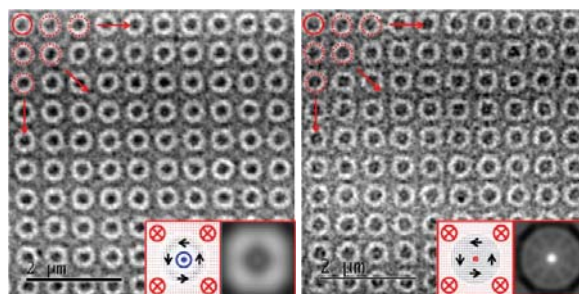


Рис. 2. ЛПЭМ изображение магнитной структуры при дозах $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (слева) и $4 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, диаметр облученных областей 200 нм. На вставках смоделированные микромагнитные распределения и соответствующие им изображения с френелевским контрастом

Следует отметить ещё один экспериментальный результат, что все локальные вихревые распределения решетки имеют одно и то же направление завихренности. Объяснений этому нарушению киральной симметрии вихревых распределений намагниченности пока нет.

Работа поддержана грантом РФФИ №18-02-00827. В работе использовано оборудование Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ и ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" (ИФМ РАН).

Литература

1. A. Kohn et al. // JAP, **109**(8) 083924 (2011).
2. M.V. Sapozhnikov et al. // APL **109**, 042406 (2016); doi: 10.1063/1.4958300.
3. S.A. Gusev et al. // AIP Conference Proceedings v.1748, pp. 030002-1 -03002-7 (2016).
4. М.В. Сапожников и др. // Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 6, с. 378.

Болометрический эффект выпрямления сигнала в спиновом диоде на основе магнитной туннельной гетероструктуры

Г.Д. Демин^{1,2,*}, А.Ф. Попков¹, К.А. Звездин¹, Н.А. Дюжев^{2,§}

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский переулок, 9, г. Долгопрудный, Московская область, 141701.

² Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

*demin@ntc-nmst.ru, §djuzhev@ntc-nmst.ru

Одним из актуальных применений спиновой калоритроники является термоэлектрическое выпрямление микроволнового сигнала в спиновом диоде на основе магнитного туннельного перехода (МТП). Данное явление связано с эффектом тепловой передачи вращательного момента в структуре МТП в присутствии теплового градиента через туннельный барьер при неоднородном разогреве спинового диода микроволновым током, что в настоящее время является слабо изученной областью исследований. Проведены теоретические оценки статической и динамической составляющих микроволновой чувствительности спинового диода, связанных с магнито-туннельным эффектом Зеебека и тепловым переносом вращательных моментов в МТП. Анализ параметров работы спинового диода по сравнению с полупроводниковым диодом Шоттки показывает, что чувствительность спинового диода незначительно меняется с температурой, в то время как в диоде Шоттки такая чувствительность меняется в несколько раз в рабочем интервале температур (от 50 до 400 К). Показано, что несмотря на относительно малый вклад термоэлектрического эффекта в микроволновую чувствительность диода, рассмотренный болометрический эффект в спиновом диоде может быть использован в ряде микроволновых применений, в частности, для теплового детектирования близко расположенных объектов.

Введение

Туннельный магнитный эффект Зеебека в магнитной туннельной гетероструктуре и тепловые режимы передачи вращательного момента являются важной частью исследований спиновой калоритроники [1]. Кроме того, они важны для изучения альтернативных механизмов переноса спинов, а также служат основой расширения технических возможностей при создании элементов памяти и термочувствительных устройств. Спиновый диод представляет собой магнитную туннельную структуру (МТП), которая при микроволновом изменении тока демонстрирует эффект выпрямления напряжения благодаря микроволновой модуляции активной составляющей его сопротивления, обусловленной нестационарным переносом вращательного момента из одного магнитного слоя в другой. Такой спиновый диод может обладать очень высокой микроволновой чувствительностью резонансного типа [2]. С другой стороны, при микроволновом облучении спинового диода возникает его неоднородный разогрев, связанный с перепадом температуры на электродах. Благодаря наличию туннельного магнитного эффекта Зеебека и спин-зависимой тепловой передаче вращательных моментов возникает болометрический эффект теплового выпрямления напряжения при заданной мощности микроволнового облучения, влияние которого на микроволно-

вую чувствительность спинового диода практически не анализировалось. В настоящей работе получены температурные профили разогрева магнитной туннельной гетероструктуры постоянным и переменным током, на основе которых проводятся микроскопические расчеты спин-зависимых коэффициентов Зеебека, теплового эффекта передачи вращательного момента в комбинации с динамическими расчетами микроволновой чувствительности, а также обсуждаются некоторые вопросы возможности использования спинового диода в качестве болометра для микроволновой визуализации объектов.

Модель разогрева спинового диода микроволновым током

В разработанной нами модели рассматривается Джоулев разогрев структуры МТП состава IrMn(7.5 нм)/CoFe(2.5 нм)/Ru(0.85 нм)/CoFe(0.5 нм)/CoFeB(3 нм)/MgO(0.78 нм)/CoFeB(3 нм) переменным электрическим током $I_e = I_e^{AC} \text{Re}(e^{i\omega t}) + I_e^{DC}$, где $\omega = 2\pi f$, f – частота переменного тока, $I_e^{AC(DC)}$ – величина переменного (постоянного) тока. Концепция микроволнового разогрева спинового диода на основе такого МТП представлена на рис. 1. Данная структура была ранее экспериментально рассмотрена в работе [3], где исследовалась тепловой стабильности и время переключения МТП.

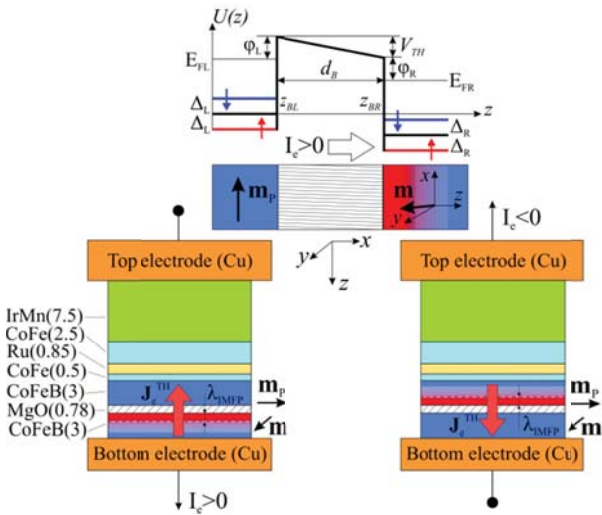


Рис. 1. Схема неоднородного Джоулева разогрева МТП в составе спинного диода (с потенциальной диаграммой для структуры CoFeB/MgO/CoFeB) микроволновым током, взятой из работы [3]. Все толщины слоев даны в нм

Особенностью баллистического переноса тепла в МТП является выделение тепловой мощности φ_{MTJ}^{TH} вблизи границы туннельного барьера, что описывается формулой:

$$\varphi_{MTJ}^{TH} = \frac{P_e^{IN}}{S_{MTJ} \lambda_{IMFP}} \left(\sigma_J^{(+)} e^{\frac{z_{BR}-z}{\lambda_{IMFP}}} + \sigma_J^{(-)} e^{\frac{z-z_{BL}}{\lambda_{IMFP}}} \right), \quad (1)$$

где $\sigma_J^{(\pm)} = 0.5\sigma_J(\sigma_J \pm 1)$, σ_J – полярность приложенного электрического тока I_e , $P_e^{IN} = \langle I_e^2 R_{MTJ} \rangle$ – подаваемая на МТП мощность, $z_{BL(R)}$ – граница слева (справа) от туннельного барьера, λ_{IMFP} – длина свободного пробега электронов в ферромагнитном слое.

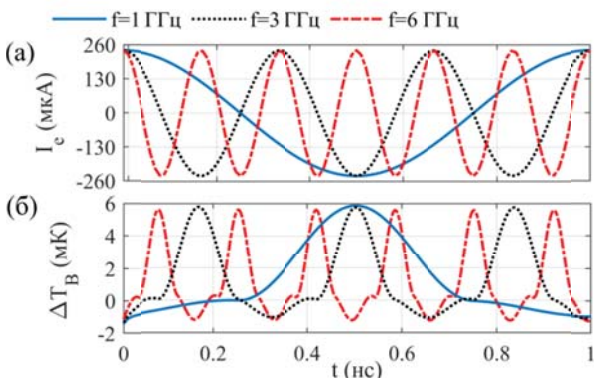


Рис. 2. Временная развертка (а) микроволнового тока и (б) скачка температуры $\Delta T_B(\omega)$ через туннельный барьер МТП на различной токовой частоте (входная мощность 10 мкВт)

В зависимости от полярности тока, мощность φ_{MTJ}^{TH} будет выделяться либо слева, либо справа от гра-

ницы туннельного барьера в ферромагнетике, что приводит к скачку температуры на барьере МТП при нулевом токе смещения

$$\Delta T_B(\omega) = \sum_{i=0,1..m} \Delta T_{Bi} \cos i\omega t,$$

где ΔT_{Bi} – амплитуда i -ой микроволновой гармоники. На рис. 2 представлена временная развертка скачка температуры ΔT_B на переменный ток различной частоты.

Микроволновая чувствительность

На рисунке 3 представлены частотная зависимость выпрямленного напряжения на диоде и микроволновой чувствительности диода от входной мощности с учётом теплового потока спинов в МТП при внешнем магнитном поле 50 мТл.

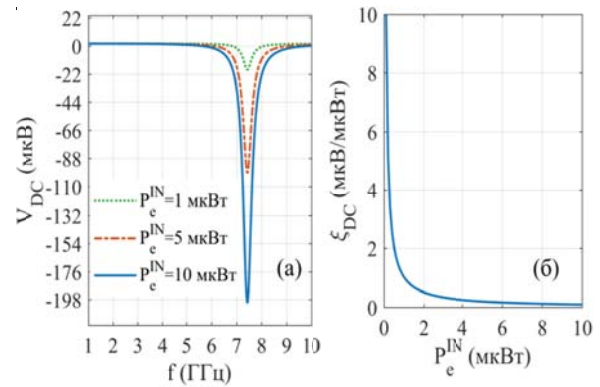


Рис. 3. (а) Частотная зависимость выпрямленного напряжения на спинном диоде и (б) зависимость чувствительности диода от мощности при частоте тока 10 ГГц

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (проект № 14.578.21.0250, RFMEFI57817X0250) с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» МИЭТ, тепловые расчёты микроволнового разогрева спиновых диодов проведены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-19-00181).

Литература

1. M. Walter et al. // Nat. Mater., V. 10, P. 742-746 (2011).
2. B. Fang et al. // Nat. Commun., V. 7, 11259 (2016).
3. C.T. Chao et al. // IEEE Trans. Magn., V. 50, 1401204 (2014).

Селенид галлия как пассивирующий слой в спиновых светоизлучающих диодах на основе наногетероструктур GaAs/InGaAs

П.Б. Демина^{1,*}, М.В. Дорохин¹, А.В. Буданов², М.В. Ведь¹, О.В. Вихрова¹, Ю.Н. Власов², А.В. Здравейцев¹, Г.И. Котов², Р.Н. Крюков¹, А.В. Кудрин¹

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

² Воронежский государственный университет инженерных технологий, проспект Революции, 19, Воронеж, 394036.

*demina@phys.unn.ru

В работе исследовано влияние свойств границы раздела ферромагнитный металл/тонкий диэлектрик/полупроводник на спиновую инжекцию и циркулярно-поляризованную люминесценцию в спиновых светоизлучающих диодах на основе гетероструктур GaAs/InGaAs. Для модификации дефектной структуры поверхности полупроводника использован метод обработки поверхности в парах селена, что привело к повышению эффективности спиновой инжекции и сопутствующему увеличению степени циркулярной поляризации электролюминесценции в 1,4 раза по сравнению с необработанной структурой.

Введение

Спиновые светоизлучающие диоды (ССИД) с контактом металл/тонкий диэлектрик/полупроводник являются базовым элементом спинтроники [1]. Этот элемент реализует фундаментальный принцип электрической инжекции спин-поляризованных носителей заряда из намагниченного ферромагнитного слоя в полупроводниковую излучающую структуру (спиновой инжекции) [2]. К настоящему моменту спиновая инжекция исследована экспериментально и описана в ряде теоретических работ [1-2].

Вопросом, который до текущего момента остаётся недостаточно изученным, является спиновая релаксация на гетерограницах металл/диэлектрик и диэлектрик/полупроводник. На границах раздела всегда присутствует взаимодействие атомов металла и полупроводника, формирующее комплекс дефектных центров, которые обуславливают наличие поверхностных электронных состояний [3]. Эти дефектные центры приводят к спиновой релаксации носителей на поверхности, что снижает степень спиновой поляризации носителей, инжектированных в полупроводниковую структуру [4].

В настоящей работе исследовано влияние на спиновую инжекцию и циркулярно-поляризованную люминесценцию обработки поверхности слоя GaAs в парах селена в спиновых светоизлучающих диодах на основе гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/GaAs.

Методика эксперимента

Светоизлучающие структуры были сформированы на подложке $n(p)$ -GaAs (100) методом газовой фазной эпитаксии и представляли собой эпитаксиальные слои с КЯ GaAs/In_{0,22}Ga_{0,78}As, толщиной 10 нм, защищенной покровным слоем GaAs толщиной 100-200 нм. После роста поверхность светоизлучающих структур подвергалась отжигу при температуре 330-350°C в парах селена (парциальное давление составило 1,3 Па) в течении 5 мин. Отжиг проводился в вакуумной установке, в квазизамкнутом объёме. В результате отжига протекает реакция гетероаллотропного замещения атомов As на атомы Se с образованием слоя Ga₂Se₃ толщиной 7±2 нм [5]. Согласно [5], подобная обработка позволяет понизить плотность поверхностных электронных состояний в GaAs. Свойства поверхности исследовались методом рентгеновской фото-электронной спектроскопии (РФЭС) на комплексе Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology, Германия). Спектры снимались при энергии пропускания анализатора 50 эВ и шаге по энергии 0,2 эВ. Математическая обработка спектров проводилась с использованием программного обеспечения SDP v. 4.3.

Для формирования ССИД на поверхность структур методом электронно-лучевого испарения наносились слои Al₂O₃ толщиной 1 нм и контакт Шоттки на основе сплава Co₄₅Pt₅₅ (толщина – 8 нм). Операция формирования ССИД завершалась процессами травления меза-структур диаметром ~ 500 μm.

На сформированных диодах были исследованы вольтамперные характеристики (ВАХ), электролюминесценция (ЭЛ) и циркулярная поляризация ЭЛ (P_{EL}) при 77 К.

Результаты и обсуждение

Согласно данным РФЭС, на поверхности полупроводниковой структуры был обнаружен Se, причём основное количество атомов Se образуют соединения с Ga, занимая вакансии мышьяка и, тем самым, снижая плотность поверхностных состояний (рис. 1).

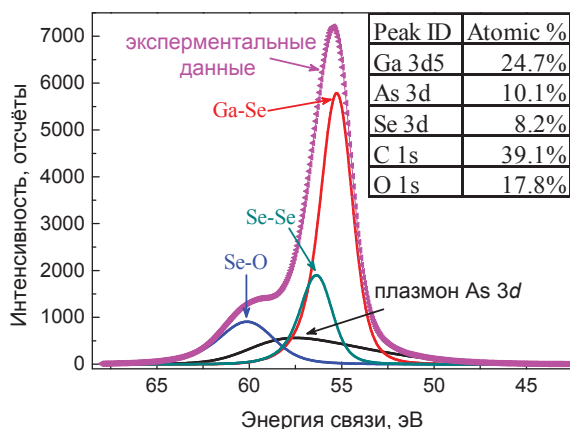


Рис. 1. Участок спектра РФЭС поверхности полупроводниковой структуры после обработки в парах селена. На вставке таблица содержания элементов на поверхности структуры. Высокая концентрация C обусловлена поверхностными загрязнениями

Измерения ВАХ диодов показали, что наличие слоя Ga_2Se_3 вносит некоторые изменения в механизм токопереноса, но существенной модификации, вероятно, не происходит. Можно отметить некоторое повышение сопротивления в структурах со слоем Ga_2Se_3 , что может быть связано с вкладом сопротивлений на гетеропереходах металл/ Al_2O_3 / Ga_2Se_3 и Ga_2Se_3 / $GaAs$.

На рис. 2 представлены зависимости степени циркулярной поляризации от магнитного поля. Кривые 1 и 3 соответствуют диодам, подвергнутым обработке в парах Se_2 перед нанесением контактных слоёв, кривые 2 и 4 – контрольным диодам. Вид магнитополевых зависимостей P_{EL} подобен кривым намагничивания слоёв $CoPt$, а значение степени поляризации определяется спиновой поляризацией в металлическом $CoPt$ слое, эффективностью спиновой инжекцией и спиновой релаксацией при переносе носителей от инжектора к активной области

[3]. Видно, что как для спиновой инжекции электронов, так и для спиновой инжекции дырок обработка поверхности в парах Se_2 приводит к повышению степени циркулярной поляризации ЭЛ в режиме остаточной намагниченности $CoPt$ контакта примерно в 1,4 раза.

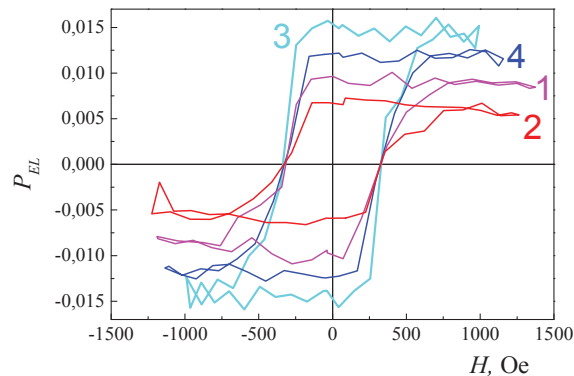


Рис. 2. Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции, измеренные при 77 К, диода на основе n-GaAs (кривые 1 и 2) и для диода на основе p-GaAs (кривые 3,4). Кривые 1,3 соответствуют структурам с поверхностью, обработанной в парах Se_2 , кривые 2,4 – контрольным диодам.

Повышение P_{EL} связано с формированием под диэлектрической плёнкой слоя Ga_2Se_3 , а именно – с уменьшением скорости спиновой релаксации при инжекции через гетерограницу металл/ Al_2O_3 / Ga_2Se_3 / $GaAs$ по сравнению с переносом через металл/ Al_2O_3 / $GaAs$, что обусловлено пассивацией поверхностных состояний слоем Ga_2Se_3 .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 18-37-00358-мол_а, 18-29-19137-мк), стипендии Президента РФ (СП-2450.2018.5).

Литература

1. N. Nishizawa, K. Nishibayashi, H. Munekata // Appl. Phys. Lett., V.104, P.111102 (2014).
2. А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус // ФТП, Т.10, №6, С.1177 (1976).
3. Е.А. Ускова, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков и др. // Поверхность, №.2, С.89 (2006).
4. S. Sato, R. Nakane, T. Hada et al. // Phys. Rev. B, V.96, P.235204 (2017).
5. Н.Н. Безрядин, Г.И. Котов, И.Н. Арсентьев и др. // ФТП, Т.46, №11, С.756 (2012).

Встроенный механизм нарушения симметрии обращения времени и аномальная спиновая релаксация в сильно коррелированном топологическом изоляторе SmB_6

С.В. Демишев^{1, 2, 3, *}, А.Н. Азаревич¹, А.В. Богач¹, В.В. Глушков^{1, 2, 3},
М.И. Гильманов¹, А.Н. Самарин^{1, 2}, А.В. Семенов¹, Н.Ю. Шичевалова⁴, В.Б. Филипов⁴

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, 119991, Россия

² Московский физико-технический институт (Государственный Университет), Долгопрудный, 141700 Московская область, Россия

³ НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д.20, 101000 Москва, Россия

⁴ Институт проблем материаловедения НАНУ, ул. Кржижановского, 3, 03680 Киев, Украина

*demis@it.gpi.ru

Исследование электронного парамагнитного резонанса и статической намагниченности у нелегированных образцов топологического Кондо-изолятора SmB_6 позволило обнаружить пороговое по температуре образование локализованных магнитных моментов (ЛММ). Такие парамагнитные центры характеризуются аномально большой величиной эффективного магнитного момента 7-14 μ_B и временем спиновых флуктуаций $\sim 10^{-8}$ с, превышающим на 4-7 порядков время зарядовых флуктуаций между состояниями ионов Sm^{3+} и Sm^{2+} . Рассеяние на ЛММ нарушает симметрию обращения времени и снимает топологическую защиту поверхностных состояний при температурах ниже 5 К. Наблюдаемые аномальные характеристики ЛММ могут быть связаны с образованием в окрестности части магнитных ионов Sm^{3+} спиновых поляронов.

Введение

На протяжении многих лет гексаборид самария, SmB_6 , был известен в физике сильно коррелированных электронных систем как классический пример соединения с однородной промежуточной валентностью, обусловленной быстрыми ($\sim 10^{-13}$ с) зарядовыми флуктуациями между состояниями Sm^{3+} и Sm^{2+} [1]. Для объяснения необычных низкотемпературных свойств этого соединения последовательно использовались модель вигнеровского кристалла [1], экситон-поляронная модель [2] и концепция Кондо изолятора (КИ) [3]. Развитие последнего подхода привело к предсказанию того, что зонная структура на поверхности SmB_6 может обладать нетривиальным Z_2 инвариантом и, таким образом, оказаться топологически защищенной [4,5], если средняя валентность самария превышает некоторое критическое значение 2,56 [5]. В результате возникает интригующая возможность выделения гексаборида самария в новый класс сильно коррелированных электронных систем - топологических Кондо изоляторов (ТКИ). К настоящему моменту исследование проблемы ТКИ породило вал теоретических и экспериментальных работ, в подавляющем большинстве которых исследуются транспортные свойства (электропроводность, термоэдс, эффект Холла, микроконтактные спектры) и

энергетический спектр носителей заряда методом рентгеновской фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES).

Электронный парамагнитный резонанс и нарушение симметрии обращения времени

В настоящей работе исследовался электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) на высококачественных нелегированных монокристаллах гексаборида самария, было и было установлено, что на *поверхности* нелегированного SmB_6 температурная зависимость интегральной интенсивности, пропорциональной магнитной восприимчивости локализованных магнитных моментов (ЛММ) в поле магнитного резонанса B_{res} , обнаруживает критическое поведение, $\chi_{LMM}(T) = M_{LMM}(B_{res})/B_{res} \sim (T^* - T)^{0.37}$, с характерной температурой магнитного перехода $T^* \sim 5.5$ К (здесь $M_{LMM}(B_{res})$ – намагниченность подсистемы ЛММ в поле резонанса). Этот экспериментальный результат, очевидно, исключает вклад в намагниченность каких-либо парамагнитных примесей, поскольку такие ЛММ должны давать вклад в магнитные свойства и при $T > T^*$. Подробное описание ЭПР-эксперимента приведено в нашей работе [6]. Позднее данные по исследованию ЭПР были подтверждены исследованием статических магнит-

ных свойств [7]. Было показано, что в нелегированном SmB_6 концентрация собственных магнитных центров увеличивается при понижении температуры и для $T=2,5$ К составляет порядка $N_{\text{ЛММ}} \sim (2.2-4.5) \cdot 10^{-5}$ от концентрации ионов самария. В то же время эффективный магнитный момент таких центров не зависит от температуры и оказывается аномально большим $\mu^* \sim 7-14 \mu_B$ [7]. Поскольку «топологическая защита» поверхности обусловлена симметрией по отношению к обращению времени, то рассеяние на ЛММ (нарушающее такую симметрию) делает существование топологического изолятора невозможным. Иными словами, SmB_6 может обладать «встроенным механизмом» разрушения основного состояния типа ТКИ при низких температурах [6].

Аномальная спиновая релаксация

Исходя из результатов [6,7] можно предположить, что пороговое по температуре появление ЛММ обусловлено стабилизацией зарядового состояния $3+$ для некоторой части ионов самария, в результате которой образуются ЛММ, наблюдаемые в ЭПР-экспериментах [6] и в статической намагниченности [7]. Для проверки данной гипотезы мы оценили время спиновых флуктуаций у SmB_6 , используя экспериментальные данные по ширине линии ЭПР [6], и сравнили его с литературными данными [8-10] о времени зарядовых флуктуаций. (Рис. 1).

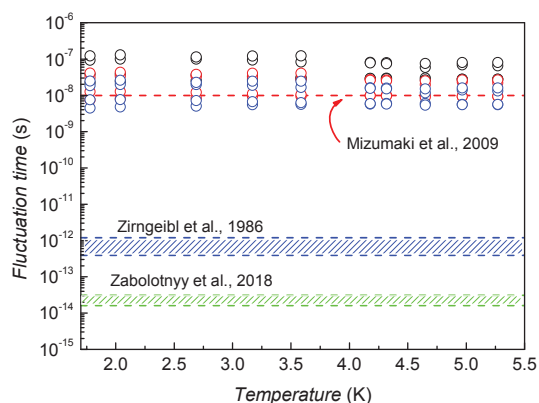


Рис. 1. Время спиновых флуктуаций (точки, настоящая работа) и время зарядовых флуктуаций по литературным данным (линии, работы [8-10])

Обращает на себя внимание, что в то время как в стандартной теории время зарядовых и спиновых флуктуаций у SmB_6 должно совпадать (состояния Sm^{3+} и Sm^{2+} являются магнитными и немагнитными соответственно), в эксперименте наблюдается расхождение на 4-7 порядков между временем спиновых и зарядовых флуктуаций (за исключением оценки, выполненной в работе [8]). По нашему мнению такое поведение можно связать с образованием при $T < T^*$ спиновых поляронов в окрестности части магнитных ионов Sm^{3+} . Следствием спинполяронного эффекта является увеличение времени жизни ЛММ и их эффективного магнитного момента.

Работа выполнена при поддержке проектом РФФИ 17-02-00127-а и Программами РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и «Электронные корреляции в сильно взаимодействующих системах».

Литература

1. T. Kasuya et al. // J. de Physique, Colloque C5, V.40, 308 (1979).
2. K.A. Kikoin, A. S. Mishchenko, // J. Phys.: Condens. Matter, V.7, 307 (1995).
3. P.S. Riseborough // Phys. Rev. B, V. 45, 13984 (1992).
4. M. Dzero et al. // Phys. Rev. Lett., V. 104, 106408 (2010).
5. V. Alexandrov et al. // Phys. Rev. Lett., V. 111, 226403 (2013).
6. S.V. Demishev et al. // Scientific Reports, V. 8, 7125 (2018)
7. С.В. Демишев и др. // Письма в ЖЭТФ, 2019, в печати.
8. M. Mizumaki et al. // J. Phys.: Conf. Ser., V. 176, 012034 (2009).
9. E. Zirngiebl et al. // J.Magn.Magn. Mat., V. 54-57, 359 (1986).
10. V.B. Zabolotnyy et al. // Phys. Rev. B, V. 97, 205416 (2018).

Структура многослойных нанопроволок с чередованием магнитного и немагнитного металлов

И.М. Долуденко^{3,1}, О.М. Жигалина^{1,2}, Д.Н. Хмеленин¹, И.М. Иванов^{1,2},
К.В. Фролов¹, И.В. Перунов¹, Д.Л. Загорский^{1,4}, А.С. Шаталов^{1,3}

¹ Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский пр., 59, Москва, 119333.

² Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана, 2-я Бауманская ул., 5, стр. 1, Москва.

³ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000.

⁴ Российский государственный университет нефти и газа, Ленинский просп., 65, корп. 1, Москва, 123242.

*doludenko.i@yandex.ru

Работа посвящена получению гетероструктурных нанопроволок методом гальванического заполнения матрицы на основе трековых мембран. Экспериментально определены оптимальные условия осаждения разных по составу слоев из одного электролита. Получены образцы гетероструктурных нанопроволок с переключением потенциала в зависимости от времени. Методами просвечивающей электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа изучена структура получаемых нанопроволок. Доказано наличие отдельных слоев и их неоднородность по длине. Разработан метод получения гетероструктурных нанопроволок с неизменной толщиной слоев. Были исследованы магниторезистивные свойства данных образцов. Результаты показали наличие эффекта гигантского магнитосопротивления.

Введение

Существует большое количество методов получения наноразмерных объектов. Так, широко известен метод матричного синтеза, который позволяет широко варьировать параметры их получения; получать нанопроволоки (НП) с заданной структурой и свойствами. Так же метод позволяет получать НП с изменяющимся по длине составом. Например, чередовать магнитный и немагнитный металл. На такой структуре возможно наблюдать эффект ГМС, что в последствие позволит применять такие структуры в качестве датчиков магнитного поля [1].

Целями данной работы является разработка метода получения гетероструктурных нанопроволок на которых будет наблюдаться эффект ГМС, изучение их структуры и магниторезистивных свойств.

Экспериментальная часть

На первом этапе проводились эксперименты по определению оптимальных условий осаждения (напряжение и тип анода). Для этого проводилось осаждение на плоскую поверхность при разных потенциалах. Затем проводилось исследование с помощью растровой электронной микроскопии с приставкой для элементного анализа, а так же рентгеноструктурный анализ.

Результаты рентгеноструктурного анализа показывают резкое изменение параметра решетки от потенциала осаждения. РЭМ исследование так же показывает изменение структуры образца и элементного состава от потенциала.

По полученным данным можно сделать выводы что, оптимальные потенциалы осаждения на плоскую поверхность в случае Cu/Ni – Cu - 0,7 В; Ni - 1,8 В. в случае Cu/Co – Cu - 0,5 В; Co - 1,5 В. В обоих случаях лучшие результаты были получены с использованием медного анода.

На *втором этапе* исследования было проведено осаждение в поры трековых мембран. Применялся импульсный режим осаждения – использовалось чередование подаваемых потенциалов с одинаковой длительностью импульсов. Эксперимент проводился только для состава с чередованием меди и никелем.

По результатам просвечивающей электронной микроскопии можно сделать следующие выводы. Структура НП поликристаллична. Размер отдельных зерен варьируется от 5 нм до 10 нм. На поверхности присутствуют оксиды меди (Cu₂O и CuO) и никеля (NiO и Ni₂O₃) разных стехиометрий (преобладают оксиды меди). ПРЭМ исследование с z-контрастом показало, что слои меди монокристалличны. Карта распределения элементов дока-

зывает наличие раздельных слоев меди и никеля. Толщина слоев экспоненциально уменьшается по мере роста НП (рис.1).

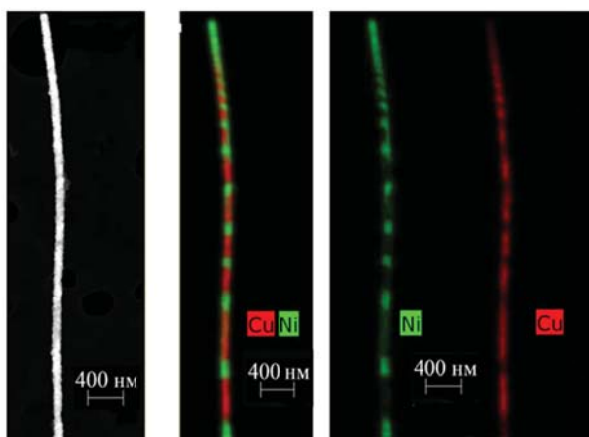


Рис. 1. Карта распределения элементов для образца гетероструктурных нанопроволок (переключение потенциала по времени)

Это связано с диффузионными особенностями поведения ионов в порах матрицы. Отдельные слои были расположены под углом к оси роста [2,3].

Для получения одинаковых слоев был предложен новый режим, в котором переключение потенциала проходило по достижению определенного заряда. Заряд рассчитывался теоретически. ПЭМ полученных НП показала наличие раздельных слоев как в случае чередования Cu/Ni (рис. 2), так и Cu/Co (рис. 3).

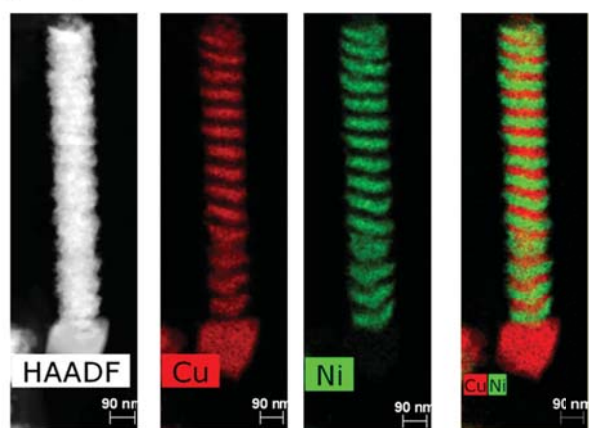


Рис. 2. Карта распределения элементов для образца гетероструктурных нанопроволок Cu/Ni (переключение потенциала по протекшему заряду)

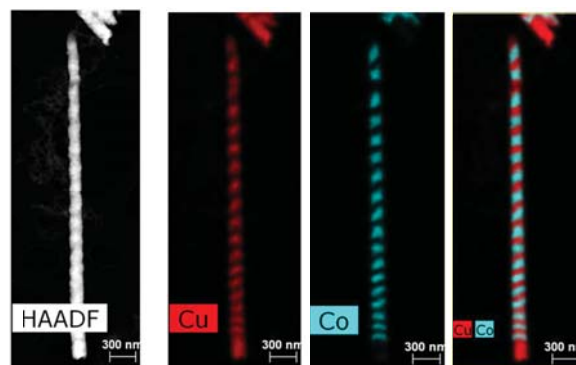


Рис. 3. Карта распределения элементов для образца гетероструктурных нанопроволок Cu/Co (переключение потенциала по протекшему заряду)

Проводился рентгеноструктурный анализ полученных образцов НП и идентичных двух-мерных образцов (пленок полученных в том же режиме).

Результаты показали сохранение кристаллической решетки. В случае осаждения в поры матрицы рентгенографические пики уширились. Это свидетельствует об уменьшении линейных размеров зерен, что объясняется ограничениями роста, накладываемыми матрицей.

Важно, что эффект ГМС наблюдался только в образцах с постоянной толщиной слоев.

Благодарность

Работы проводилось в рамках государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН – при поддержке ФАНО (соглашение № 007-ГЗ/Ч3363/26), синтез нанопроволок проводился при частичной поддержке гранта РФФИ № 18-32-01066. Автор выражает свою благодарность Е.А. Овченкову Физ. фак. МГУ за проведение измерений магниторезистивных свойств.

Литература

1. T. Ohgai // *Electrodeposited Nanowires and Their Applications*, Edited by Nicoleta Lupu. 61 (2010).
2. O.M. Zhigalina, I.M. Doludenko, D.N. Khmelenin, D. L. Zagorskiy // *Crystallography Reports*, Vol. 63, № 3, 480–484 (2018).
3. O.M. Жигалина, Д.Н. Хмеленин, И.М. Иванов, Д.Л. Загорский, С.А. Бедин, И.М. Долуденко // *Nanomaterials and Nanostructures - XXI Century* № 2, т. 9 (2018).

Фазовая диаграмма скрученных магнитных состояний в сверхрешетке Fe/Gd

А.Б. Дровосеков¹, А.О. Савицкий¹, Н.М. Крейнес¹, Д.И. Холин^{1,*},
В.В. Проглядо², М.В. Макарова², Е.А. Кравцов²

¹ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва, Россия

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*kholin@kapitza.ras.ru

С помощью магнитооптического эффекта Керра исследованы коллинеарные, объёмные и поверхностные скрученные магнитные состояния сверхрешетки $[\text{Fe}(35 \text{ \AA})/\text{Gd}(50 \text{ \AA})]_{12}$, выращенной методом магнетронного напыления на стеклянной подложке. Построена фазовая диаграмма таких состояний. Полученные результаты в целом подтвердили выводы, сделанные ранее на основе анализа данных ФМР и статической намагниченности.

Введение

Слоистые структуры Fe/Gd являются искусственными ферромагнетиками, демонстрирующими богатую фазовую диаграмму со сложными типами магнитного упорядочения [1]. В последние годы интерес к ним неожиданно возрос в связи с перспективой их применения для реализации сверхбыстрого лазерного перемагничивания [2].

Ранее путём подробного анализа данных ФМР и SQUID-магнитометрии было показано [3], что помимо коллинеарных и объёмных скрученных состояний в таких сверхрешетках могут реализовываться поверхностные скрученные состояния, когда геликоидальный разворот намагниченности реализуется лишь вблизи одной из поверхностей образца. Однако используемые методы исследований позволяли лишь косвенно судить о состоянии поверхностных слоёв сверхрешетки.

В данной работе для прямого наблюдения поверхностных скрученных состояний в плёнке $[\text{Fe}(35 \text{ \AA})/\text{Gd}(50 \text{ \AA})]_{12}$ использовался магнитооптический эффект Керра (МОЭК). Поскольку совокупная толщина сверхрешётки существенно превосходила глубину проникновения света, такая методика позволила наглядно продемонстрировать разницу между коллинеарными, объёмными и поверхностными скрученными состояниями, а также построить фазовую диаграмму таких состояний.

Образец и методика эксперимента

Сверхрешетка $[\text{Fe}(35 \text{ \AA})/\text{Gd}(50 \text{ \AA})]_{12}$ была приготовлена методом магнетронного напыления в высоком вакууме на стеклянной подложке. В качестве

буферного и защитного слоёв использовались слои хрома толщиной, соответственно, 50 и 30 \AA . Данные рентгеновской рефлектометрии свидетельствуют о хорошо определенной слоистой структуре образца со среднеквадратичной шероховатостью границ раздела в 1–2 атомных монослоя [3].

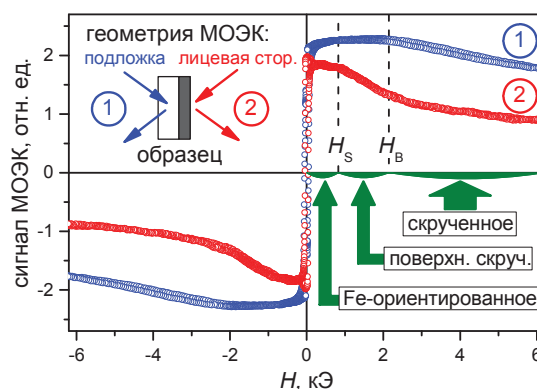


Рис. 1. Кривые МОЭК измеренные при $T = 155 \text{ K}$ на двух сторонах плёнки: (1) – со стороны подложки (граничный слой – Fe), (2) – с лицевой стороны (граничный слой – Gd)

Кривые намагничивания измерялись методом продольного магнитооптического эффекта Керра при температурах 4–300K в магнитном поле до 10 кЭ, прикладываемом в плоскости плёнки. В качестве источника света использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 635 нм. Прозрачность подложки и малая толщина буферного и защитного слоёв хрома позволяли проводить измерения как с лицевой стороны образца (граничный слой – Gd), так и со стороны подложки (граничный слой – Fe). Глубина проникновения излучения в образец составляла порядка 100 \AA , поэтому сигнал МОЭК

давал информацию о направлении намагниченности в нескольких верхних слоях сверхрешётки.

Результаты и обсуждение

Предыдущие измерения статической намагниченности показали [3], что температура Кюри гадолиния в исследуемом образце составляет $T_C^{\text{Gd}} \approx 200$ К. Температура компенсации при этом оказывается равна $T_{\text{comp}} \approx 90$ К. Тестовые измерения отдельных плёнок Fe и Gd показали, что при низкой температуре сигнал МОЭК от плёнки Gd оказывается соизмерим с сигналом от плёнки Fe, причём имеет противоположный знак.

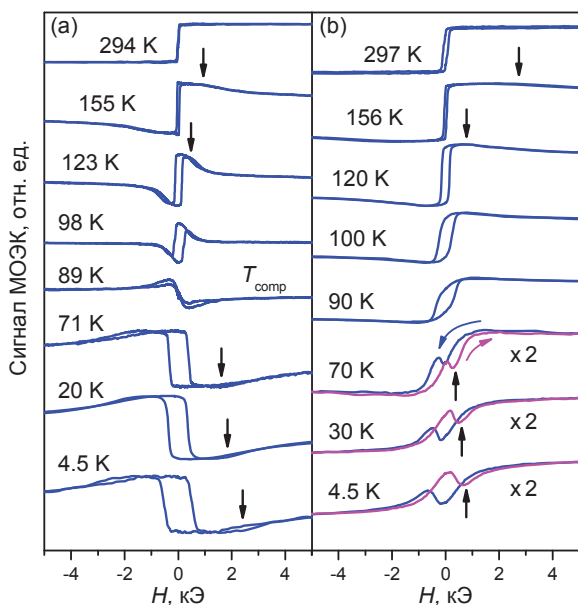


Рис. 2. Кривые МОЭК, полученные при различных температурах со стороны плёнки Gd (a) и со стороны плёнки Fe (b). Черные стрелки показывают начало подкоса намагниченности на изучаемой стороне образца

На рис. 1 показаны кривые МОЭК, полученные при температуре 155 К на двух сторонах изучаемого образца. Поскольку глубина проникновения света превосходит величину периода сверхрешетки, на обеих кривых виден вклад как от железного слоя, так и от слоя гадолиния. Выше температуры компенсации в слабом поле превалирует сигнал от намагниченности Fe, которая ориентируется по полю уже в полях менее 100 Э (Fe-ориентированная фаза). Намагниченность Gd за счет сильного антиферромагнитного обмена на границе Fe–Gd оказывается направлена противоположно полю и дает дополнительный вклад в сигнал МОЭК того же знака. При измерении со стороны плёнки Gd (кривая 2) сигнал остается постоянным до поля H_S

(поле перехода в поверхностное скрученное состояние), выше которого намагниченность наружного слоя Gd начинает подворачиваться в сторону поля, и сигнал МОЭК начинает уменьшаться. При измерении со стороны слоя Fe (кривая 1) намагниченность остается постоянной до заметно большего поля H_B , выше которого скрученное состояние распространяется на всю глубину сверхрешетки.

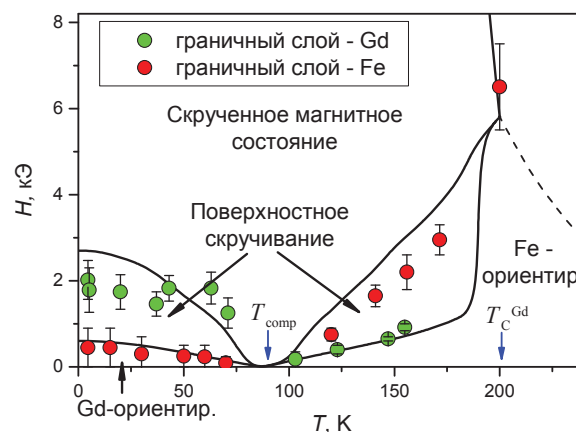


Рис. 3. Результирующая фазовая диаграмма сверхрешетки Fe/Gd. Точки получены методом МОЭК, кривые – результат расчета, выполненного в рамках модели среднего поля на основе данных ФМР и SQUID-магнитометрии [3]

На рис. 2 показана температурная эволюция кривых МОЭК, полученных на разных сторонах образца. Нужно отметить, что при $T < T_{\text{comp}}$ кривые, измеренные со стороны плёнки Fe, оказываются менее наглядными из-за большой коэрцитивной силы плёнок Gd. Тем не менее, анализ этих кривых позволил построить фазовую диаграмму поверхностных и объёмных скрученных состояний в изученной сверхрешетке (рис. 3).

Границы устойчивости скрученных состояний, полученные методом МОЭК, оказались в хорошем согласии с расчетами, сделанными ранее на основе измерения ФМР и статической намагниченности [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №18-37-00182-«мол_а»).

Литература

1. R.E. Camley // Handbook of Surface Science 5, 243–295 (2015).
2. S. Mangin et al. // Nat. Mater. 13, 286 (2014).
3. A.B. Drovoskov et al. // J. Phys.: Condens. Matter 29, 115802 (2017).

Параметрические процессы в элементах 2D микроволноводных решёток

Г.М. Дудко^{1,*}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, В.К. Сахаров¹, А.В. Кожевников^{1,§}, Ю.А. Филимонов^{1,2}

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

*dugal_2010@hotmail.com, §kzhavl@gmail.com

Экспериментально и методом микромагнитного моделирования исследовано влияние параметрической неустойчивости на спектр сигнала спиновых волн (СВ) в полосе фильтрации касательно намагниченной крестовидной структуры из двух ортогональных волноводов, определяемой как частотный интервал перекрытия спектров СВ продольно и поперечно намагниченных волноводов. На концах волноводов располагались антенны СВ, одна из которых являлась входной и использовалась для возбуждения СВ в структуре, а три другие использовались для анализа спектра выходных сигналов. Показано, что в условиях развития параметрической неустойчивости СВ вид спектра на выходных антеннах ортогонально расположенных волноводов может заметно различаться. Этот эффект связывается с механизмом формирования вторичных СВ-сателлитов в спектре сигнала накачки с участием в процессе нелинейного взаимодействия латеральных мод крестовидной структуры.

Введение

Магнитные колебания и волны в магнитных «крестах» представляют интерес в связи с разработкой архитектуры и технологий устройств спиновой логики, памяти и устройств обработки СВЧ-сигналов [1]. Целью данной работы было исследование влияния развития параметрической неустойчивости на распространение СВ в крестовидных структурах на основе пленки ЖИГ. Наличие у крестовидных структур, составленных из волноводов конечной ширины, фильтрующих свойств и латерального квантования спектра СВ [2] может влиять на процесс формирования волн сателлитов в спектре. Цель данной работы экспериментально и микромагнитным моделированием с помощью пакета OOMMF [3] исследовать развитие параметрической неустойчивости СВ в крестовидной структуре при изменении мощности входного сигнала.

Исследуемая структура и экспериментальные результаты

Исследовалось распространение СВ в крестовидной структуре, показанной на рисунке 1. Крест был сформирован из пленки ЖИГ толщиной $d \approx 3.8 \mu\text{m}$, Волноводы имели ширину $w \approx 0.5 \text{ mm}$ и длину $L \approx 3 \text{ mm}$. Структура располагалась на немагнитном металлическом основании, где были смонтированы коаксиальные переходы, соединенные с четырьмя антеннами СВ из золотой проволоки диаметром $30 \mu\text{m}$ и длиной около 0.6 mm , расположенными на расстоянии $200 \mu\text{m}$ от краев волноводов. Антенна 1 использовалась для возбуждения СВ, а

остальные (2-4) в качестве приемных. Макет помещался в зазор между полюсами электромагнита так, что магнитное поле \vec{H} лежало в плоскости структуры и ориентировалось параллельно входной антенне 1. Входной сигнал с анализатора цепей (5) через усилитель мощности (3) и регулируемый аттенюатор (2) подавался на порт 1 структуры. При этом максимальный уровень падающей мощности составлял $P_{in} \approx 100 \text{ mW}$. Выходные сигналы с портов 2-4 исследуемой структуры через СВЧ-переключатель и СВЧ широкополосный усилитель поступали на анализатор спектра.

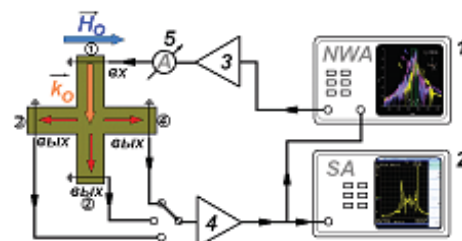


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Рассматривалось влияние мощности входного сигнала P_{in} на частотные зависимости спектров передачи между портом 1 и портами 2-4, с которых снимается выходной сигнал мощностью P_{out} . При этом учитывалось, что законы сохранения энергии и импульса, необходимые для развития параметрической неустойчивости первого порядка (трехмагнотной), разрешены лишь в области значений частот и полей подмагничивания, где выполняется условие $f_p \geq 2 \cdot f_{min}$ (1). Здесь f_{min} – минимальная частота (частота «дна») в спектре СВ.

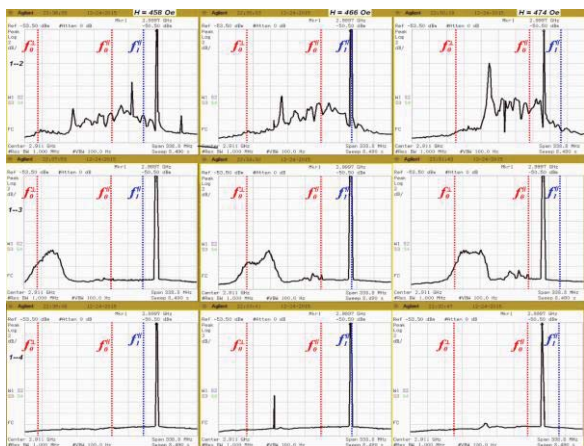


Рис. 2. Вид спектра сигнала на частоте накачки на выходных антеннах 2, 3 и 4 при надкритичности накачки $S \approx 31-38$ dB в зависимости от величины магнитного поля

На рисунке 2 представлены результаты, полученные при значениях частоты накачки $f_p \approx 3$ GHz. При этом интервал полей подмагничивания выбирался с учетом необходимости выполнения условия (1) и составлял $390 \leq H \leq 510$ Oe. Наличие у крестовидной структуры фильтрующих свойств хорошо заметно в случае высокой надкритичности сигнала накачки, когда спектр становится шумовым. Видно, что полоса частот $\Delta\Omega^\perp \approx \Delta f_0^{\parallel,\perp}$ определяет ширину шумового спектра с выхода антенны 3. Интересно также отметить, что на выходной антенне 2 относительная интенсивность шума в спектре выходного сигнала в полосе $\Delta f_0^{\parallel,\perp}$ оказывается ниже, чем в спектре сигнала на антенне 3. Это следует связать с характером латеральных мод поперечно намагниченного волновода, на котором расположена антенна. Обращает на себя внимание существенная разница в спектрах сигналов на антеннах 3 и 4.

На рисунке 3 приведены результаты микромагнитного моделирования, в ходе которого изучалась неустойчивость второго порядка дипольных латеральных МСВ в крестовидной структуре на основе пленки ЖИГ при возбуждении МСВ локализованной СВЧ накачкой на антенне 1. Показаны спектр собственных колебаний структуры с параметрами, аналогичными рассматриваемым в физическом эксперименте и спектры выходных сигналов на антеннах 2-4 при поле намагничивания $H = 410$ Oe. Можно видеть, что при высоких уровнях надкритичности ($h_z^0 = 50$ Oe), спектры выходных сигналов на антеннах 3 и 4, симметрично расположенных относительно входной антенны 1, имеют качественные

и количественные различия. Это подтверждает, на наш взгляд, наличие общих механизмов (на настоящий момент непонятых нами), которые приводят в том числе и к показанному на рисунке 2 расхождению спектров сигналов с выходов 3 и 4 крестовидной структуры при параметрической неустойчивости первого порядка.

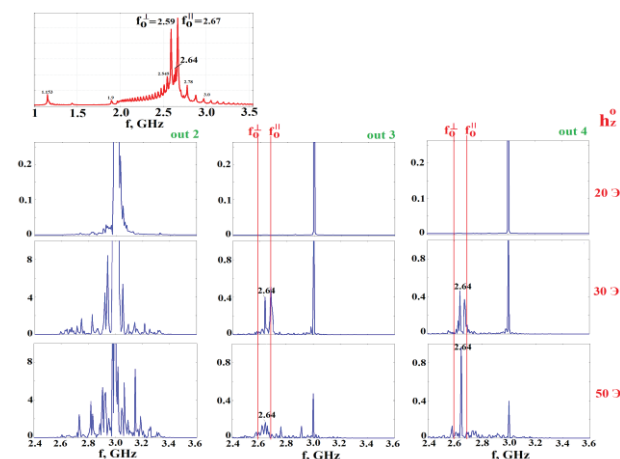


Рисунок 3. Результаты микромагнитного моделирования спектра выходных сигналов

Показано, что из-за наличия фильтрующих свойств у структур на основе ортогональных волноводов, спектры выходных сигналов в условиях развития параметрической неустойчивости существенно определяются положением полосы пропускания креста в полосе частот анализируемого спектра. Установлено существенное влияние на вид спектра эффектов латерального квантования в структуре. Показано, что в крестовидной структуре при высоком уровне надкритичности накачки вид спектра на выходных антеннах, симметрично расположенных относительно входной антенны, может кардинально различаться. Этот эффект имеет место при развитии параметрических неустойчивостей и первого, и второго порядка.

Работа поддержана РФФИ (проект № 17-19-01673).

Литература

1. С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков и др. // УФН. Т. 185. С.1099-1128 (2015).
2. T.W. O'Keeffe., R.W. Patterson // J. Appl. Phys. V. 49, N 9. P. 4886-4895 (1978).
3. <https://math.nist.gov/oommf>

Инверсный спиновый эффект Холла в n-Si с висмутом, индуцированный ФМР в Py/Si

А.А. Ежевский¹, Д.В. Гусейнов¹, А.В. Сухоруков¹, А.Г. Горшкова¹, А.П. Деточенко¹,
А.В. Новиков², Н.С. Гусев², Д.В. Юрасов²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 607680.

*ezhevski@phys.unn.ru

Экспериментально наблюдался инверсный спиновый эффект Холла в кремнии n-типа при рассеянии спин-поляризованных электронов проводимости на спин-орбитальном потенциале висмута. Спиновый ток в слое кремния индуцировался путем возбуждения прецессии намагниченности при ферромагнитном резонансе в тонком слое пермаллоя, нанесенном на кремниевую структуру.

Введение

Особенностью кремния n-типа при использовании как материала спинтроники является слабое решеточное спин-орбитальное взаимодействие для электронов, что с одной стороны приводит к слабым эффектам аккумуляции спинов в нем из-за малых углов спинового эффекта Холла, а с другой - к существенно более низким скоростям спиновой релаксации и большим длинам спиновой диффузии. С помощью легирования кремния тяжелыми донорами V группы, за счет сильного спин-зависимого рассеяния на спин-орбитальном потенциале (СОП), вносимом донором, можно управлять спин-орбитальным вкладом в рассеяние, что может при определенных условиях способствовать генерации и детектированию спиновых токов. В данной работе мы сообщаем о наблюдении инверсного спинового эффекта Холла (ИСЭХ) в кремнии n-типа при рассеянии электронов проводимости на спин-орбитальном потенциале висмута, спин-поляризованных при ферромагнитном резонансе в слое пермаллоя, нанесенном на кремниевую структуру.

Методика эксперимента

Для исследования эффектов, связанных с возбуждением и детектированием спиновых токов в n-кремнии при комнатных температурах, было использовано явление спиновой «накачки» (spin pumping [1]). Для этого на подложке SOI были подготовлены структуры, состоящие из слоя кремния (d~500nm) легированного висмутом и фосфором ($N_P \gg N_{Bi}$), на который наносился слой пермаллоя (Py) толщиной 5-10 нм (рис. 1).

Легирование слоя кремния висмутом и фосфором проводилось с помощью ионной имплантации и от-

жига. Далее с помощью взрывной литографии магнетронного напыления изготавливались омические Au/Ti контакты и наносился слой пермаллоя.

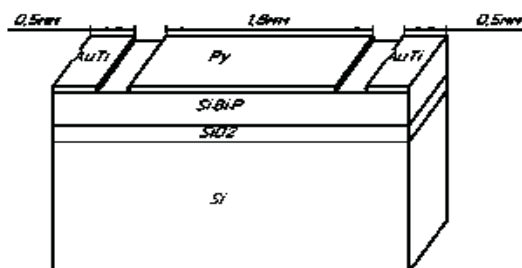


Рис. 1. Структура на основе кремния для исследования ИСЭХ

Спектры ФМР в слое пермаллоя возбуждались и измерялись на спектрометре Bruker_EMX-plus-10/12 (9.4ГГц) при комнатной температуре. Напряжение ИСЭХ на контактах измерялось с помощью селективного вольтметра на частоте модуляции магнитного поля 100кГц и регистрировалось с помощью записывающего осциллографа.

Результаты и обсуждение

Ранее [2], исследования спектров спинового резонанса электронов проводимости и зависимостей ширины линии и g-фактора от температуры показали, что спиновое рассеяние электронов проводимости на спин-орбитальном потенциале висмута дает существенный вклад. Также мы наблюдали спиновый эффект Холла в n-кремнии с висмутом на фоне нормального эффекта Холла при температурах 50-80К.

В настоящей работе спиновый ток в слое кремния индуцировался путем возбуждения прецессии намагниченности при ферромагнитном резонансе в тонком (5–10 нм) слое пермаллоя ($Ni_{80}Fe_{20}$) (Рис. 2), нанесенном на слой кремния с висмутом. Согласно [1]:

$$\vec{j}_s = \frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \frac{1}{M_s^2} \left[M(t) \times \frac{dM(t)}{dt} \right], \quad (1)$$

Детектирование диффузионного спинового тока производилось по сигналу (напряжению) инверсного спинового эффекта Холла (Рис. 2), возникающего за счет рассеяния спинов электронов на примесном спин-орбитальном потенциале, вносимом донорным центром висмута, поскольку решеточный вклад очень мал. В отличие от нашего случая, в [1] исследовался ИСЭХ в р-кремнии при рассеянии дырок на решеточном СОП. В обоих случаях справедливо [3]:

$$E_{ISHE} = (\Theta_{SHE} \rho_N) \vec{j}_s \times \vec{\sigma} \quad (2)$$

В кремнии р-типа [1] сигнал был максимален при направлении магнитного поля, параллельном контактам (Рис. 1, $\theta=0$, $H||Z$), однако в п-кремнии, мы не обнаружили сигнала ИСХЭ при таком направлении H , при этом, сигнал был максимален при угле $\theta=45^\circ$. На рис. 3 показана угловая зависимость сигнала ИСХЭ при вращении магнитного поля в плоскости слоя, которая не может быть описана только с помощью (1) и (2).

Такая зависимость от угла может быть связана с различным участием долин в зоне проводимости кремния в спиновом рассеянии. Действительно, если рассмотреть переходы между различными долинами (f-процессы), которые возможно являются основными, то с учетом сохранения спина при рассеянии, приводящем к СЭХ при заданной спиновой поляризации, которая в условиях нашего эксперимента определяется направлением H , не все переходы оказываются разрешенными из-за анизотропии долин. Вероятности переходов оказываются зависящими от ориентации осей кристалла относительно магнитного поля. На Рис. 1 главные оси долин направлены под углом 45° относительно $Z||[110]$ в плоскости (001) слоя. В этом случае, переходы с сохранением спина, участвующие в СЭХ, будут возникать только при ориентации поля под углом 45° относительно Z , а при параллельной Z ориентации условие сохранения спина нарушается и сигнал ИСХЭ равен нулю.

Используя параметры эксперимента и полученные результаты ($\sigma_f = 1.49 \cdot 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $\sigma_n = 5.0 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $V_{ISHE} = 200 \text{ нм}$, $4\pi M_s = 0.99708 \text{ Тл}$, $\alpha = 0.00893403$, $g^{\uparrow\downarrow} = 4.45022 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$, $j_s = 6.20461 \cdot 10^{-11} \text{ Дж/м}^2$) мы оценили угол спинового эффекта Холла в $\theta_{SHE} = 0.0001$. Это значение совпало с расчетами [4].

В кремнии р-типа, легированном бором также был измерен угол спинового эффекта Холла [1] ($\theta_{SHE} = 0.0001$). Как видно, углы СЭХ для электронов

при рассеянии на висмуте и дырок в р-кремнии совпадают и оказываются одного порядка с тем, что был найден в арсениде галлия.

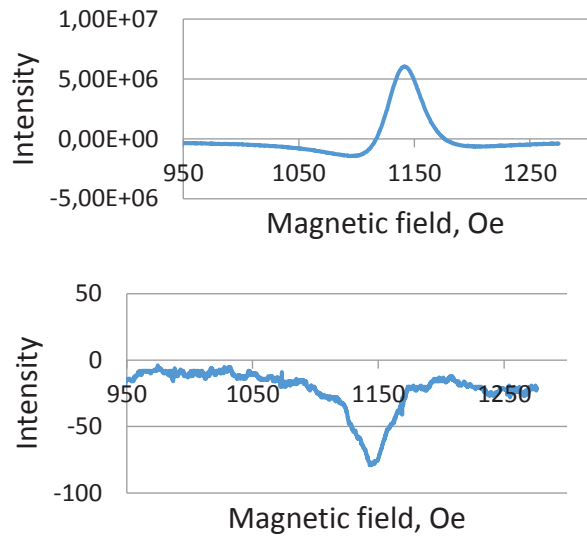


Рис. 2. Спектр ФМР и напряжение ИСХЭ в кремнии, легированном висмутом. $\theta=45^\circ$

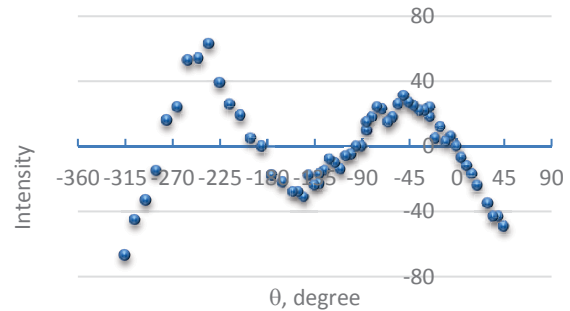


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала ИСХЭ от угла между внешним магнитным полем H и осью Z

Авторы выражают благодарность А.А. Фраерману за интерес к работе и плодотворные дискуссии.

Литература

1. Ando, K. & Saitoh, E. et al// Nat. Commun. 3:629 doi: 10.1038/ncomms1640 (2012).)
2. A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, A.A. Ezhevskii et al. //Solid State Phenomena Vol. 242,. P. 322-326 (2016).
3. E.Saitoh, M. Ueda, H.Miyajima, G.Tatara.// ApplPhys Lett 88:182509(2006).
4. H. Tetlow, M. Gradhand//Physical Review B **87**, 075206 (2013)

МСМ исследование влияния механических напряжений на магнитное состояние частиц Ni

О.Л. Ермолаева¹, Н.С. Гусев¹, Е.В. Скороходов¹, В.В. Рогов¹, О.Г. Удалов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, Россия 603087.

*petrov@mail.ru,

В работе исследовано влияние деформаций на ферромагнитные частицы. Изготовлены массивы Ni микрочастиц различной формы на стеклянной подложке. Исследовано магнитное состояние изготовленных частиц с помощью магнито-силового микроскопа в зависимости от степени изгиба стеклянной подложки. Основное состояние неизогнутых частиц является вихревым. Изгиб подложки приводит к переходу из вихревого состояния в квазиоднородное.

Введение

В настоящее время управление магнитными микро-объектами объектами, такими как магнитные частицы, доменные стенки скирмионы, осуществляется либо однородным внешним магнитным полем либо с помощью пропускания значительных электрических (спин-поляризованных) токов через систему. Эти подходы не позволяют осуществлять энергетически эффективное локальное управление доменными стенками и скирмионами (КПД порядка 0.0005%) [1]. В конечном итоге это препятствует созданию микроэлектронных устройств на основе магнитных наносистем. Поэтому, многие научные группы в настоящее время исследуют фундаментально новые механизмы взаимодействия между электрическими и магнитными степенями свободы (магнито-электрический эффект). Особое внимание уделяется механизмам, в которых управление магнитными объектами осуществляется не электрическими токами, а электрическими полями [2, 3, 4]. Одним из возможных механизмов магнито-электрического эффекта является стрикционный магнито-электрический эффект в гибридных структурах ферромагнетик/сегнетоэлектрик. В рамках этого механизма деформации, вызываемые электрическим полем в сегнетоэлектрике, передаются в ферромагнетик и вызывают изменение магнитной анизотропии за счет магнито-стрикционного эффекта. Данный механизм изучен в пленочных структурах. Начаты также исследования стрикционного магнито-электрического эффекта в латерально-ограниченных магнитных частицах на поверхности сегнето-электриков.

Интересной представляется возможность переключения магнитного состояния однородно намагниченных частиц между различными направлениями намагниченности, а также переключения между вихревыми и однородными состояниями и др.

Переключение между однородными состояниями с различным направлением намагниченности было продемонстрировано в работе [5]. Однако, переключались отдельные случайные частицы и однородного переключения всех частиц не было получено. Для осуществления более контролируемого переключения магнитных частиц требуются дополнительные исследования в данной области.

В нашей работе мы исследовали переключение квадратных субмикронных магнитных частиц Ni за счет магнитострикции. Нами не были использованы сегнетоэлектрические подложки. Вместо этого частицы изготавливались на стекле, которое механически изгибалось. Мы продемонстрировали, переключение при изгибе из вихревого в квази-однородное магнитное состояние в таких частицах.

Образцы и методика измерений

Нами были изготовлены квадратные частицы Ni на поверхности стеклянной пластины. При изготовлении использовались методы электронно-лучевой литографии и ионного травления. Толщина исследованных частиц составляла 30 нм. Размеры частиц варьировались от одного микрона до двухсот нм (рис. 2).

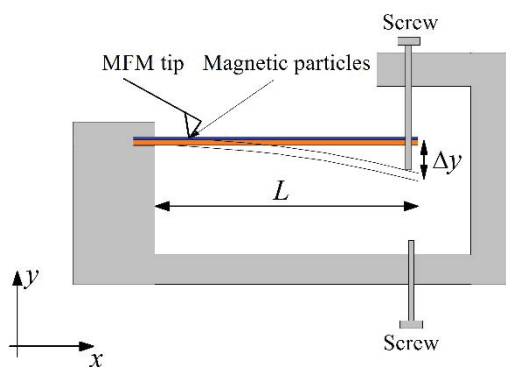


Рис. 1. Схема измерений зависимости свойств магнитных частиц от их деформации с помощью магнито-силового микроскопа.

Исследование зависимости магнитного состояния от деформаций проводилось методами магнито-силовой микроскопии. Особенностью наших измерений является использование устройства для контролируемого изгиба подложки (см. рис. 1) непосредственно в магнито-силовом микроскопе.

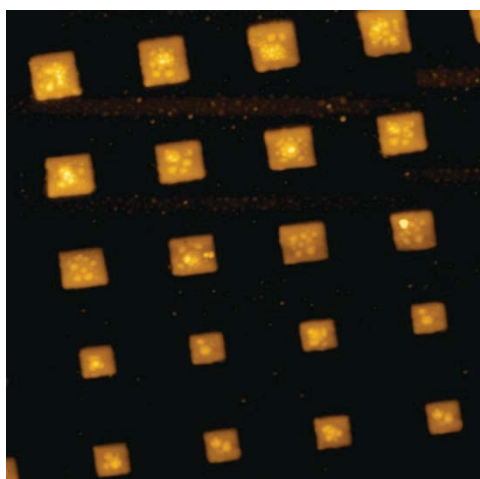


Рис. 2. АСМ изображение участка массива квадратных частиц Ni. Размер кадра 8 мкм.

Результаты

Было продемонстрировано, что изгиб подложки и связанное с ним растяжение или сжатие частиц Ni заметно влияет на их магнитное состояние.

В начальном недеформированном состоянии в частицах наблюдалось квази-вихревое распределение намагниченности (рис. 3).

При изгибе подложки деформации сжатия приводят к возникновению наведенной анизотропии, с ось направленной поперек направления сжатия. Это в свою очередь приводит к изменению маг-

нитного состояния в частицах. Область доменов, намагниченных вдоль оси анизотропии увеличивается, а область доменов, намагниченных поперек уменьшается и частица переходит в квази-однородное состояние (рис. 3 в, г).

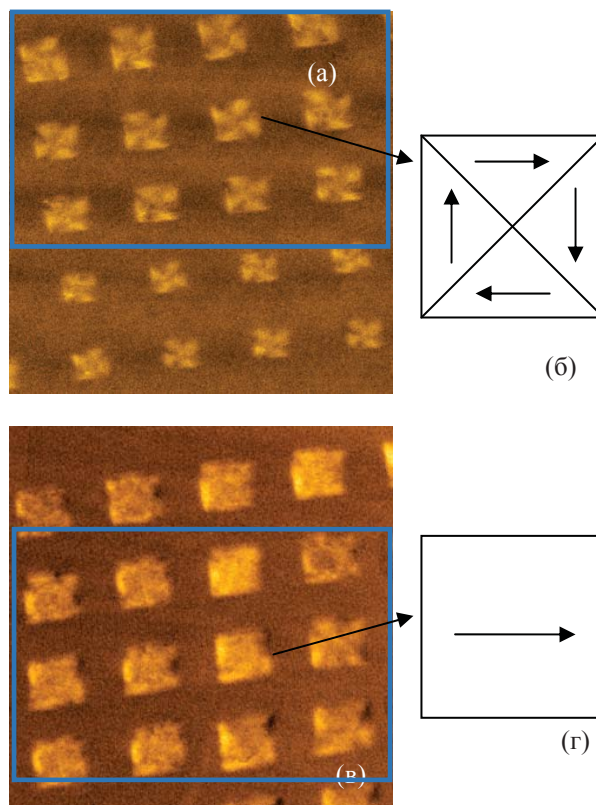


Рис. 3. MCM изображение участка массива квадратных частиц Ni в невозмущенном состоянии (а) и при сжатии вдоль вертикальной оси (в). Размер кадра 8 мкм. Рамкой отмечены одинаковые области на кадрах. А так же соответствующие схематические изображения магнитных состояний в частицах (б), (г)

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 18-72-10026).

Литература

1. Greg P. Carman // IEEE Transactions on Magnetics, vol. 51, № 12, 0600104 (2015).
2. M. Fiebig // J. Phys. D: Appl. Phys. 38, R123–R152 (2005).
3. S. Fusil, V. Garcia, A. Barthelemy and M. Bibes // Annu. Rev. Mater. Res. 44, 91 (2014).
4. А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов // УФН, 188, 12, 1288–1330 (2018).
5. M. Buzzi, R.V. Chopdekar, J.L. Hockel, A. Bur, T. Wu, N. Pilet, P. Warnicke, G.P. Carman, L.J. Heyderman and F. Nolting // Phys. Rev. Lett. 111, 027204 (2013).

Получения и магнитные свойства двухкомпонентных металлических нанопроволок

Д.Л. Загорский¹, А.С. Шаталов^{5,1}, С.Г. Чигарев², И.Н. Дюжиков², И.М. Долуденко^{5,1},
С.А. Бедин^{1,3}, К.В. Фролов¹, А.А. Ломов⁴, М.А. Чуев⁴

¹ Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский пр., 59, Москва, 119333.

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Моховая ул., 11, стр. 7, Москва, 125009.

³ Московский государственный педагогический университет, Москва.

⁴ Физико-технологический институт РАН, Нахимовский проспект, 36 к1, Москва, 117218.

⁵ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000.

* dzagorskiy@gmail.com

Изучены особенности получения методом матричного синтеза массивов двухкомпонентных нанопроволок из магнитных металлов. Синтезированы сплавы и слоевые структуры. Для сплавов исследованы петли гистерезиса и показано, что НП из Fe-Ni является магнитомягкими, а НП Fe-Co-магнитожёсткими. На основе НП из слоевых структур, состоящих только из двух металлов (и одного гетероперехода), были получены излучатели ТГц излучения. Другой тип НП состоял из чередующихся слоёв магнитного металла (Ni) и «жертвенного» металла (Cu). При удалении последнего путём избирательного травления были получены фрагменты НП с калиброванными размерами.

Введение

Одним из типов наноматериалов являются одномерные (1D) структуры – нанонити, нанопроволоки (НП). Большой интерес представляют НП из ферромагнитных металлов (металлы группы железа). Одним из способов получения массивов таких НП является т.н. «матричный синтез», при котором нанопроволоки создаются путём копирования, репликации поровых каналов в специальной матрице. Известно, что изменяя форму НП и способ их получения можно направленно изменять их магнитные свойства.

Метод электрохимического осаждения даёт широкие возможности регулирования параметров процесса «загрузки» за счёт использования различных матриц и за счёт подбора режимов осаждения (потенциала и режима его изменения). Использование двухкомпонентного электролита позволяет получать два основных типа структур- гомогенные (т.н. сплавы) и гетерогенные, состоящие из чередующихся слоёв разного состава (слоевые).

В первом случае синтез проводится при постоянном потенциале, превосходящем равновесный потенциал осаждения обоих металлов. Во втором случае чередуются импульсы напряжений, соответствующих росту одного или другого металла.

Задачей является подбор составов электролитов (во всех случаях они содержат сернокислые соли соответствующих металлов) и условий роста-ростовых напряжений. Для слоевых НП также важны длительности импульсов.

Эксперимент и результаты

Матрицы. В качестве ростовой (тэмплатной) матрицы использовались полимерные трековые мембраны, полученные в ОИЯИ, г. Дубна (диаметр 70-200 нм, поверхностная плотность ок. $10^{*}8$ пор на кв.см.). Электроосаждение металлов в поры проводилось в стандартной гальванической ячейке.

Сплавы. При получении гомогенных структур (в работе это Fe-Ni и Fe-Co с примерно одинаковой концентрацией обоих металлов) ростовое напряжение превышало потенциал осаждения обоих металлов. Для полученных образцов были исследованы петли гистерезиса – результаты (для НП с диаметром 100 нм) представлены на рис. 1. Видно, что FeNi сплав обладает магнитомягкими свойствами: коэрцитивная сила – около 100 Э и остаточную намагниченность 1–2 мтс, в то время как сплав FeCo проявляет магнитожёсткие свойства: коэр. сила более 1000 Э и остаточная намагниченность до 30 мтс.

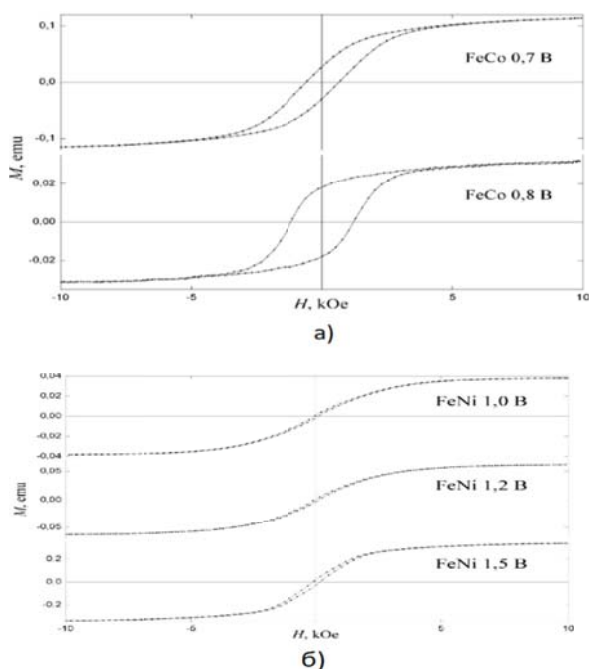


Рис. 1. Петли гистерезиса для неориентированных образцов сплавов: а) Fe-Co и б) Fe-Ni. На графиках показаны величины ростовых напряжений

Видно, что увеличение напряжения (т.е. скорости роста) приводит в обоих случаях к уширению петель (т.е. к усилению магнитожёстких свойств) – очевидно, за счёт уменьшения размера кристаллитов (что подтверждалось рентгеновскими данными).

Слоевые структуры перспективны для применения в электронике и спинтронике. Эти структуры могут обладать гигантским магнетосопротивлением и применяются в качестве магнитных сенсоров. Теоретически показано, что при протекании спин-поляризованного тока из одного металла в другой (с другими магнитными характеристиками) можно получить неравновесное распределение спинов. Релаксация такой системы в равновесное состояние может сопровождаться электромагнитным излучением, частота которого приходится на терагерцовую область.

В работе синтезированы массивы из проволок, состоящих только из двух частей-слоёв (Fe и Ni) и, соответственно, только с одним переходом. Такие НП были получены с использованием двух сменяемых электролитов («двухванновый» метод). На основе полученных композитов – массивов двухкомпонентных НП в полимерной матрице – были сконструированы излучатели. Пропускание тока через последние приводило к генерации излучения. Первые результаты (рис. 2) показали, что частоты излучения попадают в терагерцовый диапазон.

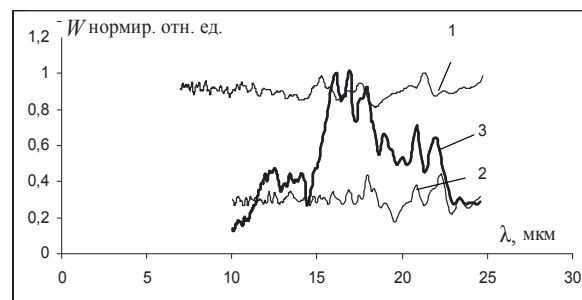


Рис. 2. Спектр излучаемого сигнала (W – мощность сигнала, λ – длина волны) в зависимости от интегр. величины тока. 1 – спектр Глобара; 2 – 82 мА; 3 – 30 мА

Фрагменты НП. Были получены НП для последующего их разделения на калиброванные «фрагменты». Такие НП состояли из чередующихся слоёв магнитного металла (Ni) и «жертвенного» металла (Cu). Обработка в растворе аммиака таких НП приводила к растворению слоёв меди и получению «фрагментов» НП с длиной 300-1000 нм (см. рис. 3).

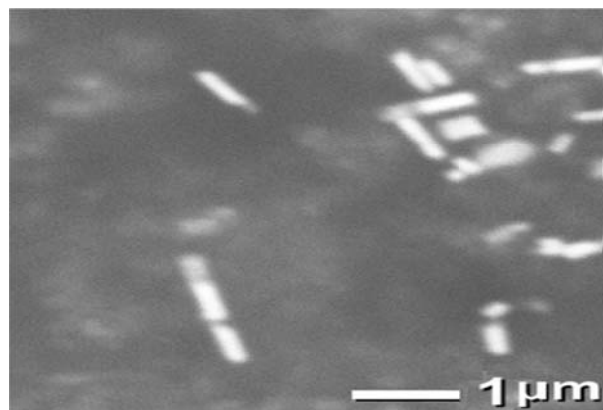


Рис. 3. СЭМ-изображение «фрагментов» НП

Такие магнитные частицы могут применяться в медицине – например, для введения в активную капсулы с лекарством. Последующее приложение *постоянного магнитного поля* позволит адресно доставить такие капсулы в требуемое место. Там эти капсулы будут разрушены (вскрыты) – уже за счёт приложения *переменного магнитного поля*, приводящего к вращению магнитных частиц.

Мёссбауэровские спектры были получены для трёх типов НП из сплава FeNi. Представлены и обсуждаются полученные результаты.

Благодарности. Работа поддержана ГЗ ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН – ФАНО (соглаш. № 007- ГЗ/ЧЗ363/26), синтез НП частично поддержан гр. РФФИ 18-32-01066. Благодарны проф. П.Апелю (ОИЯИ, г. Дубна) за трековые мембраны.

Диодные гетероструктуры с ферромагнитным слоем GaMnAs

Б.Н. Звонков¹, О.В. Вихрова^{1*}, Ю.А. Данилов¹, М.В. Дорохин¹, И.Л. Калентьева¹,
А.В. Кудрин¹, А.В. Здоровейцев¹, Е.А. Ларионова¹, В.А. Ковальский²

¹ НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² ИПТМ РАН, ул. Академика Осипяна, 6, Черноголовка, Московской обл., 142432.

*vikhrova@nifti.unn.ru

Изготовлены и исследованы диодные гетероструктуры p -(Ga,Mn)As/ n -InGaAs/ n^+ -GaAs, отличающиеся толщиной слоя разбавленного магнитного полупроводника (Ga,Mn)As (от 5 до 50 нм). Обнаружен эффект отрицательного магнетосопротивления, сохраняющийся до температур 70-80 К и связанный с уменьшением рассеяния носителей заряда благодаря ферромагнитному упорядочению в слое (Ga,Mn)As. Зависимость магнетосопротивления от напряжения прямого смещения является немонотонной, причем максимум магнетосопротивления и диапазон его наблюдения зависят от толщины слоя (Ga,Mn)As. Магнитопольные зависимости магнетосопротивления имеют гистерезисный вид, обусловленный влиянием напряжений растяжения в слое (Ga,Mn)As, выращенном поверх релаксированного слоя InGaAs, на появление компоненты намагниченности, перпендикулярной поверхности структуры.

Введение

Развитие технологии разбавленных магнитных полупроводников позволяет разрабатывать перспективные приборы спиновой электроники. Одно из направлений связано с созданием и исследованием p - n диодов (как правило, со слоем (As,Mn)B₅), работающих на основе спин-зависимого транспорта носителей заряда в намагниченных слоях магнитного полупроводника [1]. В данной работе представлены результаты экспериментального изучения новой конструкции диодных гетероструктур p -(Ga,Mn)As/ n -InGaAs/ n^+ -GaAs.

Методика эксперимента

Образцы получены сочетанием методов МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и импульсного лазерного нанесения (ИЛН). На подложках n^+ -GaAs (001) методом МОСГЭ при температуре 650°C выращивался буферный слой n -In_xGa_{1-x}As (содержание индия $x \sim 0.1$) толщиной ~ 1.8 мкм, легированный атомами Si ($n \sim 8 \times 10^{16}$ см⁻³). Затем при 330°C методом ИЛН формировался слой (Ga,Mn)As p -типа проводимости (соотношение времен распыления мишеней Mn и GaAs $t_{Mn}/t_{GaAs}=0.15$) толщиной от 5 до 50 нм и покровный слой GaAs (9 нм). Ранее было показано, что подобные слои (Ga,Mn)As обладают ферромагнитными свойствами [2, 3].

Поверх слоя (Ga,Mn)As методом электронно-лучевого испарения наносился омический контакт на основе Au, затем с применением фотолитографии и химического травления изготавливались меза-структуры диодов диаметром ~ 600 мкм. Омический контакт к подложке n^+ -GaAs формировался электроискровым вжиганием оловянной фольги. Изучались вольтамперные характеристики (ВАХ)

и магнитопольные зависимости сопротивления диодов. Магнитное поле (± 3600 Э) прикладывалось перпендикулярно (НРР) или параллельно (НП) поверхности структур с помощью электромагнита. Исследования проводились с использованием источника-измерителя Keithley 2400 и гелиевого криостата замкнутого цикла Janis CCS-300S/202 при температурах от 10 до 300 К.

Результаты и обсуждение

Диодные гетероструктуры имеют достаточно высокое кристаллическое качество, что подтверждается наблюдением фото- и электролюминесценции, возникающей вследствие межзонных излучательных переходов в слое InGaAs. Видно, что внешнее магнитное поле не оказывает значительного влияния на общий вид ВАХ диодов (рис. 1), но приводит

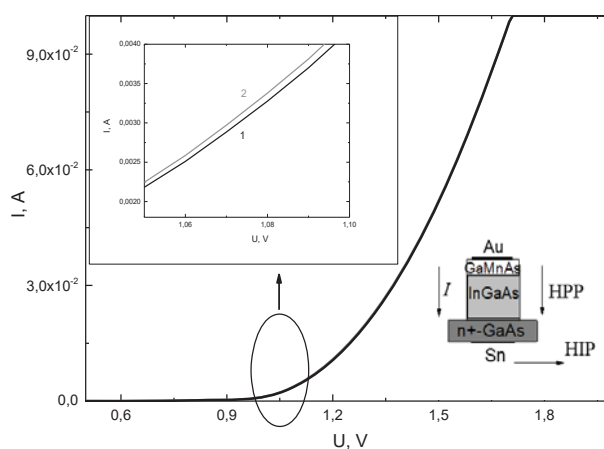


Рис. 1. Прямая ветвь ВАХ структуры со слоем (Ga,Mn)As толщиной 30 нм в отсутствие внешнего магнитного поля (1) и в магнитном поле 3600 Э (2) при 10 К. Внешнее магнитное поле приложено перпендикулярно p - n переходу (НРР). На вставке приведена схема диодных меза-структур

к увеличению тока через p - n переход, обусловленному, вероятно, эффектом отрицательного магнетосопротивления (ОМС) ферромагнитного слоя (Ga,Mn)As. Измерения магнитопольевых зависимостей сопротивления диодов выполнялись в режиме источника напряжения при нескольких значениях напряжения прямого смещения. Магнетосопротивление определялось по формуле: $MR=(R(H) - R(0))/R(0) \times 100\%$, где $R(H)$ и $R(0)$ – значения сопротивления диода в магнитном поле и без магнитного поля. Наличие эффекта ОМС подтверждается магнитопольевыми зависимостями сопротивления диодов, полученными в режиме прямого смещения (рис. 2).

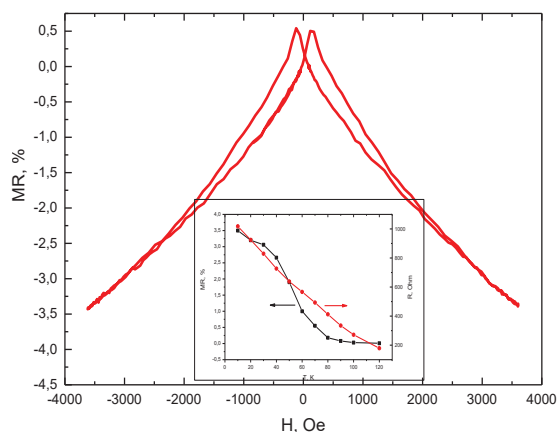


Рис. 2. Магнитопольевые зависимости сопротивления диода со слоем (Ga,Mn)As толщиной 30 нм (10 К) при напряжении прямого смещения 1 В (магнитное поле - НРР). На вставке приведены температурные зависимости магнетосопротивления и сопротивления

Наличие релаксированного буферного слоя InGaAs вызывает появление напряжений растяжения в слое (Ga,Mn)As. Вследствие этого магнитопольевые зависимости сопротивления имеют гистерезисный вид, что свидетельствует о ненулевой составляющей вектора намагниченности в направлении, перпендикулярном поверхности слоя (Ga,Mn)As. Как видно из вставки рисунка 2 эффект ОМС сохраняется до температур 70-80 К (температуры Кюри (Ga,Mn)As).

Обнаружено, что магнетосопротивление (достигающее 6-8 % при 10 К) немонотонно зависит от величины прямого смещения на диодах. Положение максимума магнетосопротивления (U_{max}) в магнитном поле $H = 3600$ Э и диапазон его наблюдения зависят от толщины слоя (Ga,Mn)As (табл. 1 и рис. 3). Видно, что наибольшая величина MR наблюдается для структуры со слоем (Ga,Mn)As толщиной 10 нм. При толщине слоя до 5 - 10 нм эффект ОМС регистрируется с меньших величин прямого смещения - 0.7 В по сравнению с толщиной слоя 30 нм, для которого отрицательное MR наблюдается, начиная с напряжения, превышающего 0.9 В. Ука-

занные особенности обусловлены следующими факторами: концентрацией дырок (уровнем легирования) в (Ga,Mn)As, толщинами обедненной области в слоях (Ga,Mn)As, InGaAs, и, как следствие, особенностями зонной структуры исследованных гетеропереходов.

Таблица 1. Влияние толщины слоя (Ga,Mn)As на гальваномагнитные свойства диодных гетероструктур. Внешнее магнитное поле приложено перпендикулярно поверхности структур

№	h_{GaMnAs} , нм	U_{max} , В	MR , % $H=3600$ Э
7909	5	0.8	- 6.3
7911	10	0.9	- 8
7912	30	1	- 3.7
7913	50	1.1	- 2.3

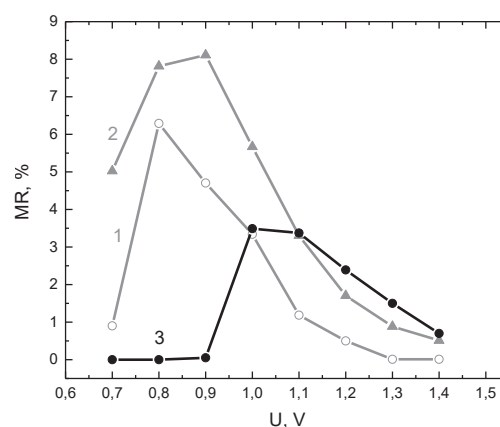


Рис. 3. Зависимости модуля магнетосопротивления от величины прямого смещения при 10 К в поле 3600 Э для диодов 7909 (1), 7911 (2), 7912(3)

Эффект ОМС сохраняется, когда магнитное поле приложено в плоскости структуры, а вид зависимостей $MR(H)$, в основном, подобен аналогичным зависимостям, полученным для геометрии НРР.

Полученные результаты свидетельствуют о наличии спин-зависимого транспорта в диодных гетероструктурах p -(Ga,Mn)As/ n -InGaAs/ n^+ -GaAs, что делает их перспективными для применения в спинновой электронике.

Работа выполнена при поддержке проектной части госзадания (№ 8.1751.2017/ПЧ) Министерства науки и высшего образования РФ и РФФИ (грант 18-29-19137_мк).

Литература

1. Н. Holmberg, N. Lebedeva, S. Novikov et.al. //Phys. stat. sol.(a). V.204, n.3. P.791. (2007).
2. О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов и др.// Известия РАН. Сер. Физическая. Т.71, в.1.С.37 (2007).
3. Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др.// ФТТ. Т.52, в.11. С.2124 (2010).

Магнитооптические и микромагнитные свойства плёночных структур вида ферромагнетик/тяжелый металл

А.В. Здравейцев^{1,*}, О.В. Вихрова¹, П.Б. Демина¹, М.В. Дорохин¹,
А.В. Кудрин¹, А.Г. Темиряев², М.П. Темиряева^{2,§}

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190

*zdrovevi@nifti.unn.ru, §mtemiryazeva@gmail.com,

В работе представлен сравнительный анализ намагниченности, магнитооптических эффектов Керра и Фарадея, результатов измерения микромагнитной структуры на магнитно-силовом микроскопе для тонких пленок сплавов CoPt, CoPd, FePd, сформированных методом электронно-лучевого испарения, с различным содержанием в них ферромагнитного материала. Показано уменьшение размера магнитных доменов с увеличением содержания Co в пленках CoPt и CoPd, обсуждается наличие в пленках двух магнитных фаз.

Одной из важных задач спинтроники является поиск, изготовление и исследование материалов для создания тонких ферромагнитных пленок с осью легкого намагничивания, лежащей перпендикулярно плоскости роста. Особенно актуальным является исследование тонких пленок вида ферромагнетик/тяжелый металл. Интерес к таким пленкам обусловлен их уникальной магнитной структурой, которая обуславливает вертикальную анизотропию намагниченности даже при очень малых толщинах (около 8 нм) [1]. Ферромагнитные свойства таких пленок сохраняются при температурах, значительно превышающих комнатную. Зачастую в качестве тяжелого металла используют благородные металлы, такие как Pt, Pd, Ru и др., в этом случае плёнки обладают повышенной коррозионной стойкостью.

Помимо этого, благодаря наличию межфазного обменного взаимодействия Дзялошинского-Мория [2] между атомами металлов, в таких пленках возможно существование стабильных при комнатной температуре скирмионов [3].

Исследуемые пленки были сформированы методом электронно-лучевого попеременного испарения мишеней из высокочистых материалов (в качестве ферромагнетика использовались Co или Fe, в качестве тяжелого металла Pt или Pd) в высоком вакууме. Состав пленок варьировался посредством изменения соотношения толщин слоев «ферромагнетик/тяжелый металл» и определялся методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [4].

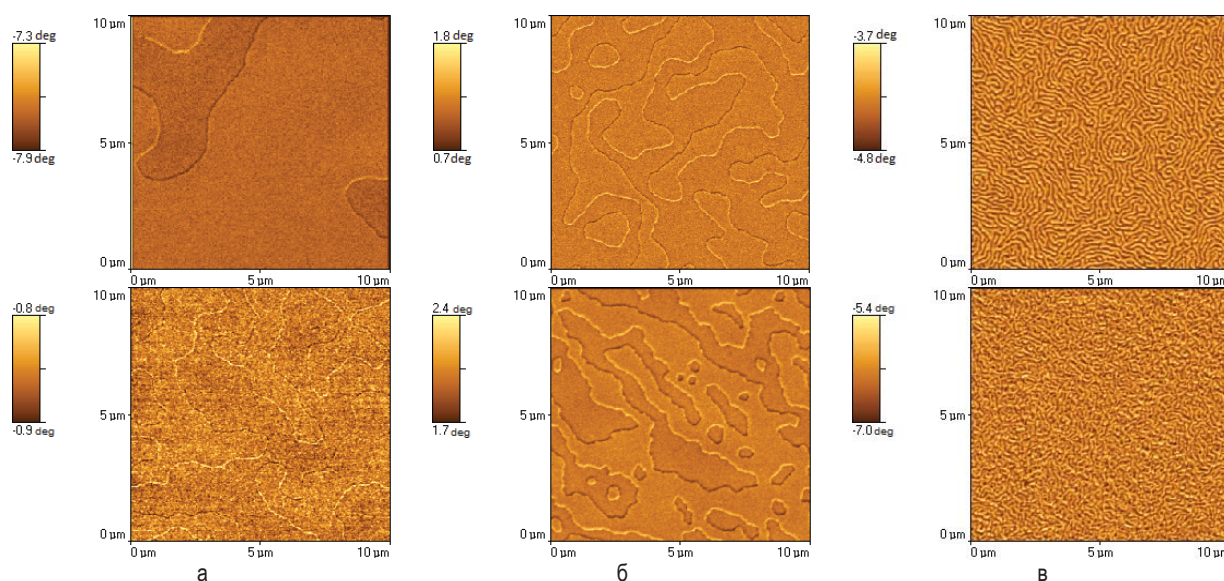


Рис. 1. МСМ-изображения пленок CoPd(сверху), CoPt(снизу). Для различных составов пленки: а – 1 Å Co / 5 Å Pd(Pt), б – 2 Å Co / 5 Å Pd(Pt), в – 3 Å Co / 5 Å Pd(Pt)

Поскольку в данной работе точный состав пленок определялся не для всех вариантов толщин, для идентификации состава пленок будет использоваться соотношение толщин компонентов без указания точного состава.

На рис. 1, а-в представлены изображения пленок CoPd (сверху) и CoPt (снизу), полученные на магнитно-силовом микроскопе (МСМ). Видно, что с увеличением содержания кобальта в пленках обоих типов наблюдается резкое уменьшение средних размеров магнитного домена. В случае толщины Co – 3 Å (рис. 1, в) размер составляет порядка сотен нанометров. Из исследования магнитопольевых зависимостей намагниченности обнаружено, что для всех составов ось легкого намагничивания располагается перпендикулярно поверхности пленки, намагниченность быстро выходит на насыщение в относительно малых магнитных полях. В случае приложения поля параллельно поверхности пленки намагниченность не выходит на насыщение в доступных нам максимальных магнитных полях 300 мТл. При увеличении содержания кобальта в пленке CoPd наблюдается уменьшение величины коэрцитивного поля с 50-55 мТл до 8-10 мТл, и петля гистерезиса становится менее «прямоугольной», это можно связать с уменьшением среднего размера магнитных доменов и появлением многофазности пленки. Аналогично CoPd в пленке CoPt наблюдаются несколько магнитных фаз с осями легкого намагничивания, преимущественно ориентированными перпендикулярно и под углом к поверхности пленки. В случае состава 1 Å Co / 5 Å Pd(Pt) преобладает фаза с осью легкого намагничивания, лежащей перпендикулярно поверхности пленки, а в случае состава 3 Å Co / 5 Å Pd(Pt) – фаза с осью легкого намагничивания, лежащей под углом к поверхности пленки. Магнитопольевые зависимости угла фарадеевского вращения в совокупности со слабой зависимостью поперечного эффекта Керра от магнитного поля подтверждают преобладающую ориентацию оси легкого намагничивания по нормали к поверхности пленок. В отличие от CoPd, пленки CoPt демонстрируют более сильные магнитооптические свойства. Величина угла Фарадея в насыщении более чем в два раза больше для сплава CoPt и достигает $\approx 1.5 \cdot 10^6$ град/см.

Наиболее перспективными для применения в приборах спинтроники, работающих на принципах инжекции поляризованных по спине носителей в

активную область, являются пленки FePd, поскольку в данном случае возможно эпитаксиальное наращивание металлической пленки на полупроводниковую GaAs структуру [5]. Исследования микромагнитных, магнитных и магнитооптических свойств пленок FePd показали их кардинальное отличие от сплавов CoPd и CoPt: нам не удалось обнаружить границ магнитных доменов на МСМ-изображениях, а наблюдалась лишь «рябь» намагниченности; все исследованные составы имели малое коэрцитивное поле около 3 мТл, причем зависимости намагниченности быстро выходили на насыщение как в перпендикулярно, так и параллельно направленном внешнем магнитном поле. Такие зависимости можно объяснить расположением оси легкого намагничивания под углом к пленке. При увеличении содержания железа наблюдалось увеличение вклада перпендикулярной компоненты, вероятно, вследствие поворота оси легкого намагничивания. Исследования магнитооптических свойств также не дали однозначного ответа на расположение оси легкого намагничивания.

Таким образом, в данной работе приведены результаты исследований пленок вида ферромагнетик/тяжелый металл, сформированных методом электронно-лучевого испарения, представлен сравнительный анализ намагниченности, магнитооптических эффектов Керра и Фарадея, результатов измерения микромагнитной структуры для тонких пленок сплавов CoPt, CoPd, FePd с различным содержанием в них ферромагнитного материала. Обнаружено уменьшение размера магнитных доменов с увеличением содержания Co в пленках CoPt и CoPd, обсуждается наличие в пленках двух магнитных фаз.

Работа выполнена при поддержке проектной части государственного задания Минобрнауки России (№8.1751.2017/ПЧ) и РФФИ (18-29-19137 мк).

1. A.V. Zdrovevshchev, M.V. Dorokhin et al. // Phys. Sol. Stat. 58, 2267 (2016).
2. A. Samardak, A. Kolesnikov, M. Steblyi et al. // J. Appl. Phys. Lett. 112, 192406 (2018).
3. A. Fert, N. Reyren and V. Cros // Nat. Rev. Mater. 2, 17031 (2017).
4. A.V. Zdrovevshchev, M.V. Dorokhin, P.B. Demina et al. // Semiconductors 49, 1601 (2015).
5. C. Carbone et al. // Solid States Communications 61, 297(1987).

Модифицирование магнитных свойств сплава CoPt путем ионного облучения

И.Л. Калентьева^{1,*}, О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов¹, М.В. Дорохин¹, Ю.А. Дудин¹,
А.В. Здравейцев¹, А.В. Кудрин¹, М.П. Темиряева², А.Г. Темиряев²,
С.А. Никитов^{3,4}, А.В. Садовников^{3,4}

¹ НИФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, 141190.

³ Лаборатория «Метаматериалы» Саратовского государственного университета, Саратов, 410012.

⁴ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009.

*istery@rambler.ru

Исследовано влияние ионного облучения на магнитные свойства пленок ферромагнитного сплава CoPt, изготовленных методом электронно-лучевого испарения. Установлено, что с увеличением флюенса ионов He⁺ от 1×10^{13} до 1×10^{16} см⁻² наблюдается уменьшение коэрцитивного поля и увеличение плоскостной составляющей оси легкого намагничивания. При определенных флюенсах ионного облучения (3×10^{14} см⁻²) в слое CoPt наблюдается активация образования изолированных круглых доменов, представляющих собой магнитные скирмионы.

Введение

Работа посвящена исследованию возможности модифицирования магнитных свойств металлических пленок CoPt, изготовленных методом электронно-лучевого испарения в высоком вакууме, с помощью ионного облучения. Ферромагнитный сплав CoPt имеет ось легкого намагничивания, перпендикулярную плоскости слоя, сохраняет остаточную намагниченность при комнатной температуре и может быть использован для оптоэлектронных приборов спинтроники [1, 2]. Ранее было показано, что в таких пленках могут существовать изолированные домены, по форме и размерам подобные магнитным скирмионам. Скирмионы могут двигаться под действием электрического тока, и подобные эффекты могут найти применение при создании устройств хранения и обработки информации.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы представляли собой сплав Co₄₅Pt₅₅, для получения которого методом электронно-лучевого испарения при 200°C на подложки i-GaAs поочередно наносились слои Pt (0.5 нм) и Co (0.3 нм). Общая толщина пленки составляла ~ 8 нм. Структуры облучались на ускорителе ИЛУ-3 ионами He⁺ с энергией 20 кэВ, флюенс варьировался от 1×10^{13} до 1×10^{16} см⁻². Исходные и облученные образцы изучались с использованием методов атомно- и магнитно-силовой микроскопии (АСМ и МСМ). Исследовались эффект Фарадея и поперечный эффект Керра (ТКЕ) на длинах волн 980 и 800 нм, соответственно. Намагниченность (M) образцов измерялась посредством магнитометра с переменным градиентом поля. Для оценки величины энергии

взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ) и интерпретации наблюдаемых неоднородностей (скирмионов) использовалась Мандельштам-бриллюэновская спектроскопия магнитных материалов.

Результаты и обсуждение

Магнитопольные зависимости угла Фарадея ($Q_F(H)$) (рис. 1) и намагниченности исходного и облученных образцов CoPt имеют подобный вид. Зависимости $Q_F(H)$ и $M(H)$ исходного образца содержат петлю гистерезиса с коэрцитивным полем ~ 600 Э, а величина остаточной намагниченности совпадает с намагниченностью насыщения. Для облученных образцов наблюдается сужение петли до ~ 100-150 Э и уменьшение остаточной намагниченности с увеличением флюенса He⁺ от 1×10^{13} до 1×10^{15} см⁻².

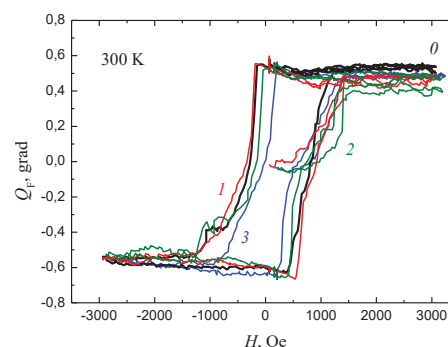


Рис. 1. Магнитопольные зависимости угла Фарадея при различных флюенсах ионов, см⁻²: 0) исходная структура, 1) 1×10^{13} , 2) 5×10^{13} , 3) 3×10^{14} . Магнитное поле приложено перпендикулярно поверхности пленки CoPt

При флюенсе $\geq 1 \times 10^{15}$ см⁻² значительным образом увеличивается латеральная составляющая оси легкого намагничивания сплава CoPt, что подтверждается измерениями поперечного эффекта Керра (рис. 2).

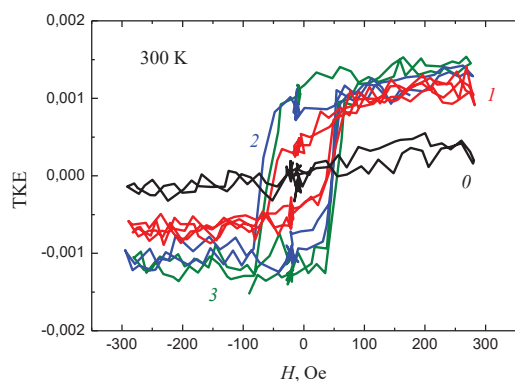


Рис. 2. Магнитопольевые зависимости ТКЕ при различных флюенсах ионов, см^{-2} : 0) исходная структура, 1) 1×10^{15} , 2) 5×10^{15} , 3) 1×10^{16} . Магнитное поле лежит в плоскости пленки CoPt

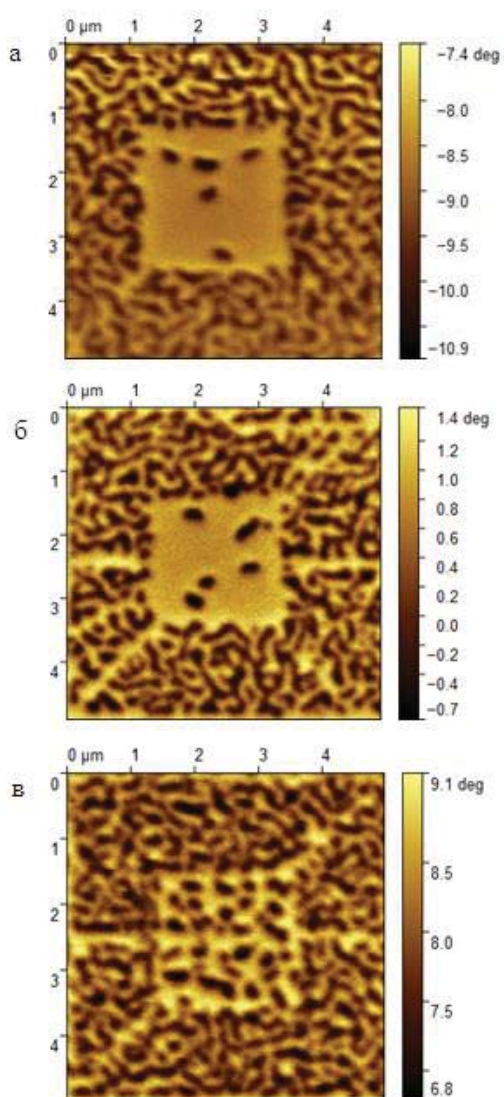


Рис. 3. MFM-изображения пленок при флюенсах ионов, см^{-2} : а) исходная структура, б) 5×10^{13} , в) 3×10^{14}

АСМ-исследования выявили, что шероховатость исходных и облученных пленок CoPt остается низкой, величина средне-квадратичной высоты неровностей не превышает ~ 0.5 нм.

MCM-измерения пленок осуществляли двумя способами. Во-первых, пленки сканировались в два прохода зондом, покрытым CoPt. Такой зонд не перемагничивает образец. Полученные MCM изображения не позволили выделить определенную закономерность в зависимости от флюенса ионов.

Во-вторых, осуществлялось создание доменной структуры посредством измерения пленок зондом Nanosensor с магнитным моментом большим, чем у кантилеверов, покрытых CoPt (рис.3). Вначале в 2 прохода проводилось сканирование области 2×2 $\mu\text{м}^2$, и при этом пленка локально перемагничивалась, затем в 1 проход сканировалась область 5×5 $\mu\text{м}^2$. В результате в намагниченной предварительно области размером 2×2 $\mu\text{м}^2$ образовывались изолированные круглые домены, являющиеся, по-видимому, магнитными скирмионами. Обнаружено, что таких изолированных доменов (скирмионов) образуется гораздо больше в случае облученной пленки CoPt (флюенс ионов 3×10^{14} см^{-2}). Исследования исходных и облученных пленок методом Мандельштам-бриллюэновской спектроскопии показали сдвиг стоксовой и антистоксовой компонент спектра на 320 и 645 МГц для исходного и облученного образца (флюенс ионов = 3×10^{14} см^{-2}), соответственно. Оценка из этих данных константы ВДМ (0.41 и 0.838 мДж/м² для исходного и облученного образца) подтвердила возможность получения в пленках CoPt магнитных скирмионов. Возрастание сдвига стоксовой и антистоксовой компонент спектра и увеличение константы ВДМ подтверждают активацию образования скирмионов в пленке CoPt, облученной ионами He⁺ с флюенсом 3×10^{14} см^{-2} .

Таким образом, показано влияние ионного облучения на магнитные свойства сплава CoPt, сформированного методом электронно-лучевого испарения. С увеличением флюенса ионов He⁺ от 1×10^{13} до 1×10^{15} см^{-2} коэрцитивное поле уменьшается, и увеличивается плоскостная составляющая оси легкого намагничивания при флюенсе $\geq 1 \times 10^{15}$ см^{-2} . При определенных флюенсах (3×10^{14} см^{-2}) в слое CoPt активизируется образование изолированных круглых доменов - магнитных скирмионов.

Работа выполнена при поддержке проектной части госзадания (№ 8.1751.2017/ПЧ) Министерства науки и высшего образования РФ и РФФИ (гранты 18-29-27026, 18-37-00358_мол_а, 18-57-76001_ЭРА_а).

Литература

1. А.В. Здоровейщев и др. // ФТТ. Т.58, Вып.11. С.2186-2189 (2016).
2. А.В. Кудрин и др. // ФТТ. Т.59. Вып.11. С.2203-2205 (2017).

Трансформация доменной структуры пленки феррита граната под действием электрически заряженного зонда

А.С. Каминский, Д.П. Куликова, Е.П. Николаева, А.П. Пятаков*

МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

*pyatakov@physics.msu.ru

Описано новое магнитоэлектрическое явление в пленках ферритов гранатов: образование под действием электрического поля в пленке с перпендикулярной анизотропией зародыша легкоплоскостной фазы.

Введение

Обнаружение явлений воздействия неоднородного электрического поля на микромагнитную структуру, таких как движение и наклон доменных границ в электрическом поле [1], перемещение линий Блоха [2], и недавно обнаруженное электроиндуцированное зарождение цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) [3,4], вызвало в литературе дискуссию относительно их механизмов [5-7], которые можно разделить на две группы: электроиндуцированное изменение магнитной анизотропии [5] и электрическая поляризация доменных границ [6,7].

В данной работе приводятся экспериментальные данные, показывающие различие в видимых проявлениях этих двух механизмов.

Методика эксперимента

Образец представлял собой пленку $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ толщиной 11 мкм, выращенную на подложке из гадолиний-галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с кристаллографической ориентацией (210). Толщина подложки составляла около 0.5 мм. Намагниченность насыщения $4\pi M_s = 44$ Гс. Константы анизотропии: одноосная $K_u = 1054$ эрг/см³, орторомбическая $K_{o-rt} = 1830$ эрг/см³, кубическая $K_c = 1016$ эрг/см³.

Для создания электрического поля большой напряженности в диэлектрической пленке феррита-граната в качестве зонда использовался зонд с оптическим доступом VIT_P_C-A (НТ-МДТ) атомного силового микроскопа (АСМ), в котором острие зонда выступает за пределы консоли, что позволяет наблюдать в месте контакта иглы и поверхности образца трансформацию микромагнитной структуры и зарождение новых магнитных неоднородностей под действием электрического поля (рис. 1).

На зонд подавалось напряжение от высоковольтного источника величиной от нескольких сотен вольт до

1.6 кВ, при этом значения напряженности электрического поля вблизи острия достигали величин более 1 МВ/см.



Рис. 1. Управление доменной структурой с помощью иглы кантилевера АСМ с оптическим доступом [8]: а) исходная доменная структура б) зарождение ЦМД в однодоменном состоянии

Для магнитооптического наблюдения доменной структуры пленки феррита граната используется традиционная геометрия Фарадея, при этом поляризатор и анализатор скрещены под углом, близким к 90°. Цветной желто-зеленый контраст соответствует доменам, намагниченность в которых имеет нормальную к пленке составляющую (рис.1), «серый» контраст соответствует областям с направлением намагниченности в плоскости пленки.

Результаты

Подобно ранее наблюдаемому эффекту образования ЦМД под действием электрически заряженного зонда [3, 4] (рис.1), в данном образце также наблюдается электроиндуцированное зарождение неоднородностей (рис.2). Они имеют характерный серый цвет, отличающийся от желто-зеленого контраста доменов. При этом есть существенные отличия по сравнению с эффектом, наблюдавшимся в [3, 4].

- Зарождение магнитных неоднородностей происходит не только в присутствии магнитных полей смещения (как в [3,4]), но и в спонтанном состоянии, без приложения магнитных полей, в котором имеет место полосовая доменная структура (рис.1а);

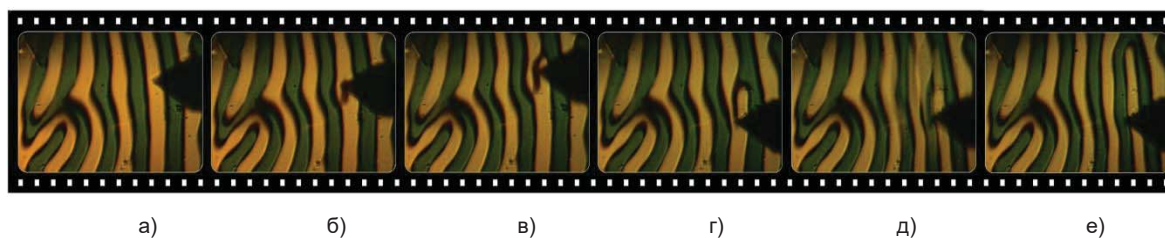


Рис. 2. Трансформация исходной доменной структуры (а) при подаче напряжения на иглу и ее перемещение (б-е)

- Данные неоднородности характеризуются меньшей стабильностью, чем электроиндуцированные ЦМД и при снятии электрического напряжения, как правило, исчезают;
- В то время как для ЦМД на противоположные края действуют противоположные электростатические силы [3,4], магнитная неоднородность всегда притягивается к игле кантилевера независимо от ее положения относительно иглы;
- Приложение электрического поля вызывает также значительное уширение изображения магнитных доменных границ, находящихся поблизости от иглы, которое в отдельных случаях приводит к слиянию магнитной неоднородности с доменной границей и значительной перестройке доменной структуры.

На серии рисунков 2 можно проследить изменения доменной структуры в соответствии с описанными выше особенностями эффекта: зарождение в исходной доменной структуре (рис.2а) магнитной неоднородности с цветом, соответствующим доменной границе (рис.2б); слияние неоднородности с доменной границей (рис.2в); притяжение неоднородности к переместившейся игле кантилевера (рис. 2г); трансформация доменной структуры в новое состояние (рис. 2д, е).

Заключение

Описанное выше наблюдение трансформации доменной структуры под действием электрически заряженного зонда позволяет говорить о том, что в данном случае имеет место явление, отличающееся

от ранее наблюдавшегося в [3,4] электроиндуцированного зарождения ЦМД (за счет электрической поляризации доменных границ [4,6,7]), которое может быть интерпретировано как образование под действием электрического поля зародыша новой фазы, с легкоплоскостной анизотропией согласно механизму, описанному в [5].

Проект поддержан грантом РФФИ № 19-02-00828-а.

Литература

1. А.П. Пятаков, А.С. Сергеев, Е.П. Николаева и др. // УФН, Т. 185, 1077–1088 (2015).
2. А.Р. Pyatakov, V.I. Belotelov, D.P. Kulikova et al // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V. 440, 60-62 (2017)
3. Д.П. Куликова, А.П. Пятаков, Е.П. Николаева и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 104, 196 (2016)
4. D.P. Kulikova, T.T. Gareev, E.P. Nikolaeva et al // Physica Status Solidi - Rapid Research Letters, v. 12, № 6, 1800066 (2018)
5. Г.В. Арзамасцева, А.М. Балбашов, Ф.В. Лисовский и др. // ЖЭТФ, Т. 147, 793 (2015).
6. I. S. Veshchunov, S. V. Mironov, W. Magrini et al // Phys. Rev. Lett., vol. 115, 27601 (2015).
7. A.I. Popov, Z.V. Gareeva, A.K. Zvezdin // Phys. Rev. B 92, 144420 (2015)
8. Pyatakov A., // Physica B: Condensed Matter, V. 542, с.59-62 (2018)

Магнитооптический эффект в неколлинеарных ферромагнетиках

Е.А. Караштин^{1,2,*}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
eugenk@ipmras.ru

В работе приведены результаты исследования нового магнитооптического эффекта, который появляется в неколлинеарно намагниченных средах со взаимодействием Рашбы. Данный эффект может быть феноменологически описан с помощью тензора спиновых токов. С помощью метода неравновесных функций Грина проведён расчёт поправки к электрической поляризации, индуцированной в указанной среде электро-магнитной волной. Детально рассмотрены два конкретных распределения намагниченности: магнитная спираль и магнитная циклоида. Для первой основным эффектом является поворот плоскости поляризации, в то время, как во втором случае появляется интенсивностный эффект.

Известно, что в магнитных системах с неколлинеарным распределением намагниченности возможно наличие равновесных спиновых токов [1]. Данный тензор меняет знак при операции инверсии пространственных координат и не меняет при обращении времени. В обменном приближении он имеет вид [2]

$$J_{mn} = u [\vec{M} \times \nabla_n \vec{M}]_m, \quad (1)$$

где \vec{M} — вектор намагниченности среды, u — константа. В силу указанных симметричных свойств тензора спиновых токов с ним могут быть связаны новые явления, возможные лишь в системе без центра инверсии, такие, как генерация сигнала на удвоенной частоте [3] и магнитоэлектрический эффект [2]. Нарушение центросимметричности системы возникает из-за отсутствия центра инверсии в распределении намагниченности $\vec{M}(\vec{r})$, и в данном случае эффект называют флексомагнитоэлектрическим. Электрическая поляризация, связанная с ним, может быть записана в виде

$$\vec{Q} = v (\vec{M} \text{div} \vec{M} + [\vec{M} \times \text{rot} \vec{M}]). \quad (2)$$

Для возникновения такой поляризации, кроме обменного взаимодействия, приводящего к (1), необходимо также и спин-орбитальное взаимодействие, конвертирующее спиновый ток в электрическую поляризацию. Аналогичным образом возникает и сигнал на удвоенной частоте.

Кроме нелинейно-оптических явлений, в среде со спиновым током возникают также и поправки к линейным оптическим эффектам. Ранее аналогичный эффект был рассмотрен в рамках гидродина-

мического описания электронов проводимости [4]. Здесь спин-орбитальное взаимодействие было учтено феноменологически в виде аномального и спиновых эффектов Холла, а эффект возникал при учёте пространственной дисперсии либо в следующем порядке по неоднородности намагниченности. В данной работе предлагается новый магнитооптический эффект, возникающий в неколлинеарно намагниченной системе со взаимодействием Рашбы [5]:

$$\hat{H}_R = i (\vec{\alpha}_R \cdot [\nabla \times \hat{\sigma}]), \quad (3)$$

где $\hat{\sigma}$ — вектор матриц Паули. Вектор $\vec{\alpha}_R$ здесь меняет знак при операции инверсии и сохраняет при обращении времени. С симметричной точки зрения это означает, что дополнительный вклад в индуцированную волной электрическую поляризацию среды может быть записан в виде

$$P_i = \beta_{imnlp} J_{mn} \alpha_{Rl} E_p, \quad (4)$$

где \vec{E} — электрическое поле волны. Таким образом, здесь не требуется учитывать пространственную дисперсию, в отличие от [4]. Тензор пятого ранга β_{imnlp} в изотропном случае может быть выписан явно, что даст вклады, пропорциональные вектору \vec{Q} и симметричной части тензора спиновых токов.

Для микроскопического рассмотрения задачи использован метод неравновесных функций Грина, описание которого можно найти, например, в работе [6]. В каждой точке пространства осуществляется переход в новую спиновую систему координат, в которой вектор намагниченности параллелен оси z .

Это приводит к возникновению в среде с однородной намагниченностью вдоль этой оси эффективно-го вектор-потенциала \vec{A}^S , связанного с неоднородностью намагниченности в исходной системе координат (спиновой текстурой). Взаимодействие Рашбы даёт только дополнительный вклад в эффективный вектор-потенциал \vec{A}^R . Кроме того, наличие в среде волны описывается её вектор-потенциалом $\vec{A}^{em} = \vec{E} / i\Omega$ в отсутствии пространственной дисперсии (Ω — частота волны). Переход в новую систему координат, кроме возникновения в гамильтониане поправок к вектор-потенциалу, приводит и к соответствующим поправкам в операторе тока:

$$\hat{j} = -i \frac{e\hbar}{m} \nabla - \frac{e^2}{m} (\vec{A}^{em} + \vec{A}^S + \vec{A}^R). \quad (5)$$

Вычисление среднего значения данного оператора до первого порядка по всем трём вектор-потенциалам может быть представлено в диаграммной форме (рис. 1). Зная среднее значение наведённого электрического тока, нетрудно затем найти наведённую электрическую поляризацию, пользуясь соотношением $\vec{P} = i\vec{j} / \Omega$.

В интегральной форме ответ получен для произвольного распределения намагниченности $\vec{M}(\vec{r})$. Более подробный анализ нового эффекта проведён для магнитной спирали

$$\vec{M} = (\cos qz, \sin qz, 0) \quad (6)$$

и магнитной циклоиды

$$\vec{M} = (-\cos qz, 0, \sin qz), \quad (7)$$

q — величина, с точностью до коэффициента обратная периоду распределения намагниченности. Оказывается, что в первом случае наблюдается вклад в поворот плоскости поляризации, а во втором случае появляется интенсивный эффект. Феноменологически его можно записать в виде $I \sim (\vec{\alpha}_R \cdot \vec{Q})$ для изотропного случая. Видно, что такой эффект является взаимным. Для его экспериментального обнаружения необходимо исследовать, например, интенсивность отражённой от кирального ферромагнетика волны в зависимости от приложенного к нему магнитного поля в меридиональной геометрии.

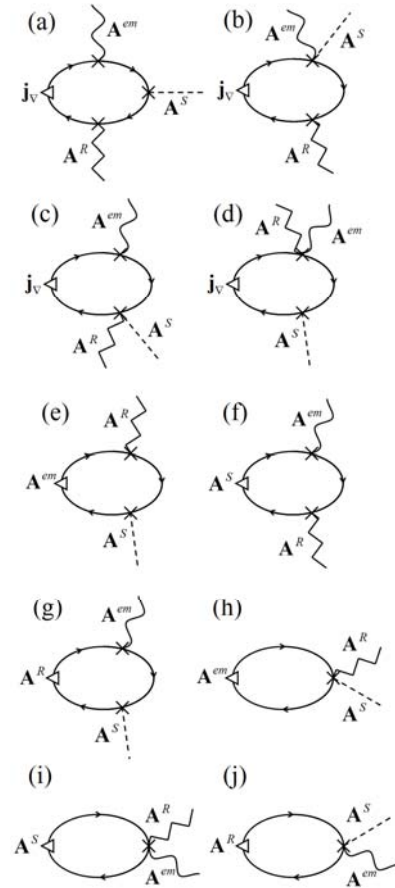


Рис. 1. Диаграммное представление линейного индуцированного электромагнитной волной тока в присутствии спиновой текстурой и взаимодействия Рашбы. Перестановки опущены. Символы \mathbf{A}^{em} , \mathbf{A}^S , \mathbf{A}^R соответствуют операторам, линейным по вектор-потенциалам \vec{A}^{em} , \vec{A}^S , \vec{A}^R (в гамильтониане или в токе)

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12-10340).

Литература

1. E. Sonin // *Advances in Physics* **59**, 181 (2010).
2. P. Bruno and V.K. Dugaev // *Phys. Rev. B* **72**, 241302 (2005).
3. E.A. Karashtin and A.A. Fraerman // *J. Phys. Condens. Matter* **30**, 165801 (2018).
4. E.A. Караштин // *Письма в ЖЭТФ* **108**, 88 (2018).
5. Е.И. Рашба // *Физика твёрдого тела* **2**, 1224 (1960).
6. G. Tatara // *Physica E* **106**, 208 (2019).

Простая модель спинового насоса в системе изолятор/проводник и проводник/проводник

Е.А. Караштин^{1,2,*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
eugenk@ipmras.ru

В работе построена простая модель эффекта спинового насоса в системе, состоящей из двух материалов, разделённых плоской границей. В одном из материалов возбуждается ферромагнитный резонанс, в результате чего появляется поток спина из этого материала в другой. Источник спинового тока может быть как проводящим, так и диэлектрическим ферромагнетиком, а сток является металлом. Простая квантово-механическая модель явления позволяет наглядно продемонстрировать физические причины его возникновения как в случае проводящего источника спина, так и для изолятора, и, кроме того, провести анализ зависимости эффекта от параметров системы.

Явление спинового насоса было впервые предложено в 2002 году [1,2] и с тех пор довольно много исследовалось как теоретически, так и экспериментально. В первоначальном варианте с этим эффектом связывалось уширение линии поглощения СВЧ-излучения ферромагнетиком при ферромагнитном резонансе (ФМР). Позже было показано, что за счёт обратного спинового эффекта Холла в результате эффекта спинового насоса в среде, в которую происходит накачка спина, возникает разность потенциалов. Таким образом, стала возможна регистрация как самого эффекта, так и ферромагнитного резонанса электрическим методом [3]. На результатах таких измерений обычно основан метод определения угла спинового эффекта Холла для разных проводников [4].

С симметричной точки зрения спиновый ток, текущий из ферромагнетика с постоянной компонентой намагниченности \vec{M} и осциллирующей намагниченностью $\vec{m}(t)$ может быть записан в виде

$$J_{ij} = A_1 \frac{dm_j}{dt} n_i + A_2 \left[\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right]_j n_i, \quad (1)$$

где \vec{n} — вектор нормали к границе ферромагнетика, в котором возбуждается ФМР, и нормального металла. Второе слагаемое формулы (1) даёт ненулевое среднее значение при усреднении по периоду СВЧ колебаний намагниченности. Именно оно описывает классический постоянный спиновый ток, возникающий при эффекте спинового насоса, и связанную с ним разность потенциалов. Первое же слагаемое формулы (1), очевидно, исчезает при

усреднении. Оно описывает переменный спиновый ток, который на один-два порядка больше постоянного, но тем не менее был экспериментально зарегистрирован относительно недавно [5].

Эффект спинового насоса возникает как в случае системы ферромагнитный металл / немагнитный металл, так и для системы ферромагнитный диэлектрик / немагнитный металл. В первом случае он теоретически обычно получается в приближении туннельного гамильтониана [1]. Во втором же возникновение потока спина связывают с проникновением электронов проводимости на небольшую глубину в изолятор [6]. В рамках данной работы построена простая модель, основанная на квантово-механическом описании электронов проводимости. Отличие ферромагнитного проводника и диэлектрика в данном случае заключается в профиле потенциала (в случае диэлектрика потенциал его U больше величины энергии Ферми в соседствующем немагнитном металле); процессы рассеяния на границе с перескоком спина здесь получаются в результате учёта граничных условий, а проникновение волновой функции электронов проводимости в изолятор и спин-флип за счёт этого получаются естественным образом.

Гамильтониан электронов в ферромагнетике в записывается в рамках s-d модели Вонсовского и имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta + J(\hat{\sigma}, \vec{M}(t)) + U, \quad (2)$$

где намагниченность

$$\vec{M}(t) = \left(m \cos \Omega t, m \sin \Omega t, \sqrt{1 - m^2} \right). \quad (3)$$

Волновые функции электронов в такой среде могут быть найдены точно. Для дальнейшего построения теории мы предполагаем малость величины энергии СВЧ кванта по сравнению с обменной энергией: $\hbar\Omega \ll J$ (выполняется для большинства известных ферромагнетиков), а также малость обменной энергии по сравнению с энергией Ферми: $J \ll \varepsilon_F$. В то же время, предположения о малости амплитуды колебаний намагниченности m не требуются. Волновые функции электронов в ферромагнетике сшиваются с помощью граничных условий с волновыми функциями в немагнитном материале. Затем вычисляется среднее от квантово-механического оператора спинового тока

$$\hat{J}_{jk} = -i \frac{\hbar}{2m_e} \vec{\nabla}_j \hat{\sigma}_k, \quad (4)$$

после чего производится усреднение по всем состояниям электронов.

Интересно проанализировать случай ферромагнитного изолятора. Очевидно, что здесь состояния электронов в ферромагнетике имеют вид экспоненциально спадающих от границы функций и, таким образом, учитывается проникновение электронов в изолятор. Просто записать ответ в приближении большого потенциала: $U \gg \varepsilon_F$. Если граница проходит в плоскости yz , поток спина вдоль нормали к границе и вдоль стационарной компоненты намагниченности имеет вид

$$J_{nz} = -\frac{f(m)}{16\pi^2} \frac{m_e}{\hbar^2} \varepsilon_F^2 \frac{\hbar\Omega}{J} \left(\frac{J}{\varepsilon_F} \right)^3 \left(\frac{\varepsilon_F}{U} \right)^2, \quad (5)$$

где функция

$$f(m) = 1 - \sqrt{1 - m^2} + 2m^2 \quad (6)$$

не зависит от знака m , имеет минимум в нуле и максимум при $m = 1$. Доминирующий вклад в x -компоненту при этом записывается в виде

$$J_{nx} = \frac{m_e}{\hbar^2} \frac{im}{8\pi^2} \varepsilon_F^2 \frac{\hbar\Omega}{J} \left(\frac{J}{\varepsilon_F} \frac{\varepsilon_F}{U} \right)^2 e^{i\Omega t} + c.c. \quad (7)$$

Мы не выписываем здесь третью компоненту спинового тока, сдвинутую по фазе относительно x -компоненты на $\pi/2$. Кроме того, записан только младший порядок по (J/ε_F) в (7).

Как и следовало ожидать, формула (5) описывает постоянный эффект спинового насоса, а (7) – переменный. Эти формулы, очевидно, соответствуют феноменологическому выражению (1). В обе формулы входит малая величина $(\varepsilon_F/U)^2$, которая характеризует глубину проникновения электронов в изолятор. Благодаря ей эффект стремится к нулю для бесконечного потенциала изолятора U . При этом само появление спинового тока связано с процессами спин-флипа при отражении электронов от границы с ферромагнетиком. И x - и z -компоненты имеют первый порядок по параметру адиабатичности $\beta = \hbar\Omega/J$. Кроме того, из формул видно, что амплитуда переменного эффекта по порядку величины в (J/ε_F) раз превосходит постоянный эффект, что объясняется разным порядком по обменному взаимодействию. Поэтому постоянный эффект спинового насоса на порядок или два меньше переменного.

Аналогично можно проанализировать и случай ферромагнитного металла с $U=0$. Таким образом, данная теория даёт простое понимание явления спинового насоса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-32-20036).

Литература

1. Y. Tserkovnyak et al. // Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
2. A. Brataas et al. // Phys. Rev. B **66**, 060404(R) (2002).
3. E. Saitoh et al. // Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
4. H. Wang et al. // Appl. Phys. Lett. **104**, 202405 (2014).
5. D. Wei et al. // Nature Communications **5**, 3768 (2014).
6. G. Tatara, S. Mizukami // Phys Rev B **96**, 064423 (2017).

Диодный эффект в мезоскопическом латеральном спиновом клапане

Е.А. Караштин^{1,2,*}, Д.А. Татарский^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

eugenk@ipmras.ru

В данной работе рассмотрено сопротивление некопланарной магнитной системы, состоящей из двух неколлинеарно намагниченных берегов, соединённых немагнитной проволокой, к которой приложено внешнее магнитное поле, перпендикулярное намагниченностям обоих берегов. В рамках приближения диффузии носителей заряда (при большой длине спиновой релаксации) показано, что в такой системе возникает аналог диодного эффекта, который сравним с эффектом от неколлинеарного распределения намагниченности и магнитного поля и поэтому может быть достаточно большим для его обнаружения. Данная особенность системы обусловлена, по-видимому, тем, что электроны здесь распространяются в одномерном канале.

В 2002 году была продемонстрирована возможность управления прецессией спина электронов в проводниках с помощью внешнего магнитного поля [1]. В этой работе была изготовлена планарная структура, состоящая из двух ферромагнитных берегов, соединённых проволокой с большой длиной спиновой релаксации (использовался, в частности, алюминий). Расстояние между берегами достигало величины порядка 0.3–1.0 мкм, что позволяло накопить достаточно большую фазу при приложении к системе внешнего магнитного поля порядка 1 Гауса. Инжекция электронов осуществлялась с помощью приложения разности потенциалов, т.е. электрическим методом. Было обнаружено наличие сигнала, пропорционального косинусу угла поворота спина поляризованных электронов в приложенном перпендикулярно системе магнитном поле. Фактически, магнитные берега здесь выступали в качестве поляризатора и анализатора и были коллинеарны друг другу, а приложенное магнитное поле, соответственно, было перпендикулярно им обоим. Таким образом, рассматривалась неколлинеарная, но компланарная магнитная система.

Заметим, что подобная когерентная прецессия спина может наблюдаться для любых фермионов со спином $\frac{1}{2}$ в системах, когда время прецессии меньше или сравнимо со временем спиновой релаксации. Так, прецессия поляризации тепловых нейтронов ранее наблюдалась как в компланарной [2], так и в некопланарной [3] системах.

В данной работе предлагается модифицированная по сравнению с [1] система, распределение векторов намагниченности и магнитного поля в которой некопланарно (рис. 1).

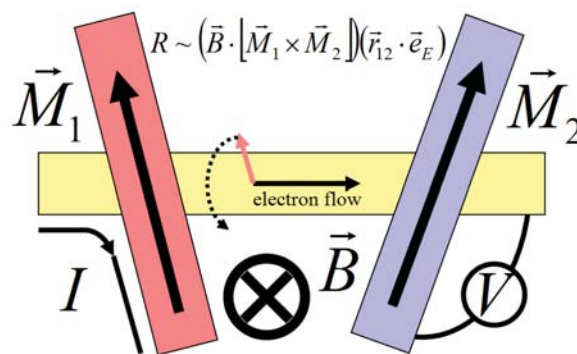


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой некопланарной магнитной системы и схема эксперимента, аналогичного работе [1]. На вставке приведено симметричное выражение для сопротивления системы R . Показана также геометрия эксперимента, I — пропускаемый ток, V — регистрируемая разность потенциалов

В такой системе поляризатор (намагниченность \vec{M}_1) и анализатор (намагниченность \vec{M}_2) намагничены неколлинеарно друг другу. В рамках использованной в [1] модели, основанной на описании транспорта спина в диффузионном приближении, нами продемонстрировано, что разность потенциалов кроме слагаемого, пропорционального скалярному произведению $(\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2)$ и косинусу угла поворота спина электрона в приложенном магнитном поле \vec{B} , имеет также вклад, пропорциональный синусу этого угла поворота и синусу угла между \vec{M}_1 и \vec{M}_2 . С симметричной точки зрения, в младшем по приложенному магнитному полю порядке этот вклад можно записать в виде смешанного произведения указанных трёх векторов. Очевидно так-

же, что поскольку эффект не должен зависеть от порядка нумерования анализатора и поляризатора (они выделены лишь в силу направления тока), сопротивление системы пропорционально знаку протекающего в системе тока. Таким образом, её можно записать в виде

$$R = u(\vec{B} \cdot [\vec{M}_1 \times \vec{M}_2])(\vec{r}_{12} \cdot \vec{e}_E), \quad (1)$$

где u — константа, \vec{r}_{12} — вектор, соединяющий поляризатор и анализатор, \vec{e}_E — единичный вектор в направлении электрического поля.

Расчёт, аналогичный проведённому в работе [1] для геометрии, в которой проводится эксперимент (рис. 1), даёт в случае, когда \vec{M}_1 и \vec{M}_2 направлены перпендикулярно друг другу

$$\frac{V}{I} \sim \pm \int_0^{\infty} P(t) \sin(\omega_L t) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{sf}}\right) dt, \quad (2)$$

где ω_L — частота ларморовской прецессии спина в приложенном магнитном поле, τ_{sf} — характерное время процессов спиновой релаксации, $P(t)$ — вероятность диффузии электрона от поляризатора к анализатору за время t . (V и I соответствуют рис. 1).

Графики зависимости сопротивления от поля в случае параллельной и перпендикулярной ориентации намагниченностей берегов приведены на рис. 2. Видно, что оба слагаемых имеют один порядок величины. Максимум разности потенциалов наблюдается для коллинеарной намагниченности берегов при нулевом приложенном внешнем поле, и она спадает при увеличении магнитного поля в связи с процессами спин-флипа.

Для перпендикулярно ориентированных магнитных моментов берегов в отсутствии магнитного поля разности потенциалов нет, что связано с перпендикулярной ориентацией спина носителей заряда, вытекающих из поляризатора, по отношению к намагниченности анализатора. Максимум наблюдается для ненулевого магнитного поля, а при больших полях опять существенным становится спин-флип.

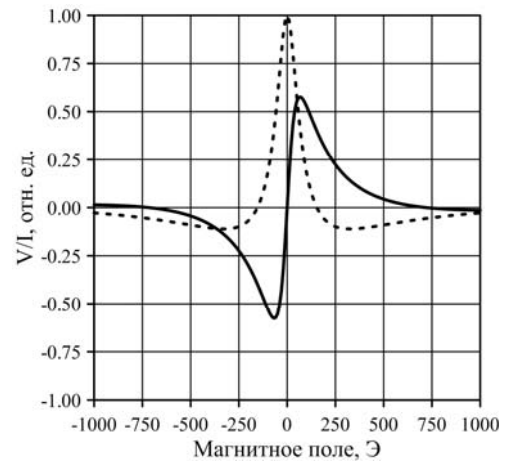


Рис. 2. Характерная зависимость сопротивления от приложенного к проволоке магнитного поля для случая, когда намагниченности берегов перпендикулярны (сплошная линия; некомпланарный случай) и параллельны (штриховая линия; см. [1])

При произвольной ориентации намагниченностей берегов, очевидно, будут присутствовать оба рассмотренных вклада.

Нетрудно видеть, что формула (1) описывает диодный эффект, который предсказывался и изучался теоретически в некомпланарных магнитных системах в ряде работ [4]. Особенностью исследования, выполненного в настоящей работе, является, во-первых, приближение диффузии спина, и, во-вторых, рассмотрение узкого канала (одномерная диффузия). Вычисления показывают, что новый эффект, связанный с некомпланарностью, должен быть того же порядка, что и эффект, который наблюдался в [1]. Таким образом, в данной работе предлагается перспективная экспериментальная конфигурация для наблюдения диодного эффекта в некомпланарной магнитной системе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-32-20036).

Литература

1. F.J. Jedema et al. // *Nature* **416**, 713 (2002).
2. Н.К. Плешанов и др. // *Physica B* **297**, 126 (2001).
3. Д.А. Татарский и др. // *Письма в ЖЭТФ* **102**, 721 (2015).
4. O.G. Udalov // *SPIN* **2**, 1250013 (2012).

Самовоздействие магнитоэатических волн в структуре магнотный кристалл-диэлектрик-металл

А.В. Кожевников¹, С.Л. Высоцкий^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2}, R. Marcelli³, С.А. Никитов⁴

¹ Саратовский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

² СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Астраханская ул., 83, Саратов, 410012.

³ Institute for Microelectronics and Microsystems CNR-IMM, Via del Fosso del Cavaliere 100, 00133 Rome, ITALY

⁴ ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, корп.7, , Москва, 125009

* vysotsl@gmail.com

Исследовано влияние эффектов самовоздействия на распространение импульсов поверхностных магнитоэатических волн в структуре магнотный кристалл – диэлектрик – металл.

Введение

Эффекты самовоздействия магнитоэатических волн (МСВ), приводящие к формированию солитонов и модуляционной неустойчивости МСВ, исследуются с целью их применения для разработки устройств обработки информации [1]. К настоящему моменту хорошо изучено формирование солитонов огибающей поверхностных МСВ (ПМСВ) в структурах феррит-диэлектрик-металл (ФДМ) [2-4]. В ФДМ структурах при некоторой конечной величине зазора можно получить МСВ с нелинейным законом дисперсии $\omega = \omega(k, |\varphi|^2)$, (ω – частота, k – волновое число, φ – безразмерная комплексная амплитуда), удовлетворяющим критерию Лайтхилла на развитие модуляционной неустойчивости $\gamma\beta < 0$ (1), где $\gamma = \partial\omega / \partial|\varphi|^2$ – коэффициент нелинейности, $\beta = \partial^2\omega / \partial k^2$ – коэффициент дисперсионного расплывания. В магнотных кристаллах (МК) условие (1) также может выполняться на участках дисперсии вблизи частот формирования брегговских резонансов, где выполняется условие $\beta > 0$.

Цель данной работы – сопоставить развитие эффектов самовоздействия при распространении импульсов в структуре МК-диэлектрик-металл на частотах, отвечающих участкам аномальной дисперсии ($\beta > 0$), обусловленных металлизацией и брегговскими резонансами.

Исследуемые образцы и методика измерений

Эксперименты проводились с магнотными кристаллом (МК), полученным с помощью химического вытравливания на поверхности пленки ЖИГ (с намаг-

ниченностью насыщения 1750 Гс, толщиной 7,7 мкм, ширина линии ФМР 0,4 Э) периодической (с периодом 60 мкм) решетки из канавок шириной 10 мкм, глубиной 1 мкм. МК размещался в макете микрополосковой линии задержки на входном и выходном преобразователях шириной 40 мкм, длиной 4 мм, разнесенными на расстояние 6 мм. На часть поверхности МК длиной 5,5 мм накладывалась прокладка из слюды толщиной 60 мкм, на которой размещался металлический экран. Макет размещался в зазоре электромагнита так, чтобы постоянное магнитное поле H было направлено вдоль преобразователей. Для выбранной величины $H = 769$ Э с помощью анализатора цепей Agilent E5071C измерялись амплитудно-частотная (рис. 1(а)) и фазо-частотная (рисунок 1б) характеристики макета линии задержки. По результатам измерений определялись интервалы частот, отвечающие области перегиба дисперсионной зависимости (F_{II}) и области брегговских резонансов (F_6) – см. рисунок 1. Импульсные измерения проводились с использованием анализатора цепей в режиме генератора на фиксированной частоте. С выхода прибора сигнал через р-и-п диодный модулятор подавался на вход усилителя Agilent 87415A и далее на входной микрополосковый преобразователь. Сигнал с выходного преобразователя усиливался с помощью усилителя Agilent 87405C и после детектирования подавался на вход осциллографа Agilent infiniium MS08104A. Исследовалась зависимость ширины протектированного импульса t на уровне половинной амплитуды от уровня входной мощности P для частот I и II из областей F_{II} и F_6 – см. рисунок 2. Измерения проводились для различных углов α падения волны на решетку ($\alpha = 0$ соответствует параллельности волновых векторов ПМСВ и поверхностной 1D структуры).

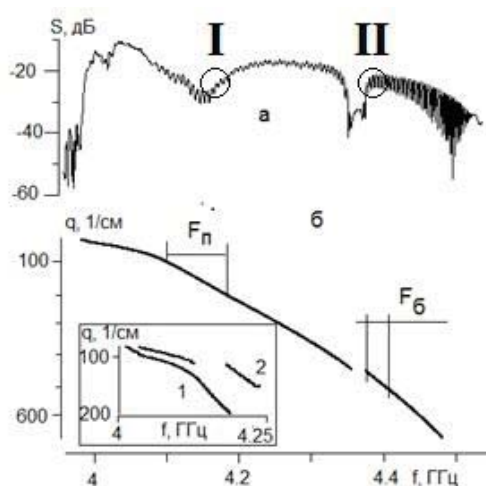


Рис. 1. Амплитудно-частотная (а) и фазо-частотная (б) характеристики макета линии задержки

Результаты измерений

При $\alpha=0$ и частоте заполнения импульса $f=4,14$ ГГц, принадлежащей интервалу F_n , длительность выходного импульса t_1 при величинах P менее 230 мВт была близка к длительности входного импульса – порядка 20 нс (см. рисунок 2а).

При дальнейшем увеличении мощности величина t уменьшалась, и при $P=360$ мВт равнялась $t_2=9$ нс (см. рисунок 2б). В свою очередь, на частоте 4,37 ГГц, принадлежащей интервалу F_6 , ширина выходного сигнала превышала 100 нс и представляла собой ряд перекрывающихся импульсов (см. рисунок 2в для $P=230$ мВт), соотношение амплитуд которых изменяется при изменении входной мощности, звездочкой помечен импульс на, поступающий на входную антенну. При изменении угла α положение полосы F_n не изменяется, тогда как полоса F_6 смещается в сторону длинноволновой границы ПМСВ, что приводит к изменению вида дисперсионной зависимости в области полосы F_n – см.

вставку к рисунку 1б, где цифрами 1 и 2 помечены кривые, отвечающие $\alpha=0$ и 60° , соответственно. При этом длительность выходного импульса увеличивается – см. рисунок 2е для $\alpha=60^\circ$, кроме того, может наблюдаться более одного импульса аналогично рисунку 1в.

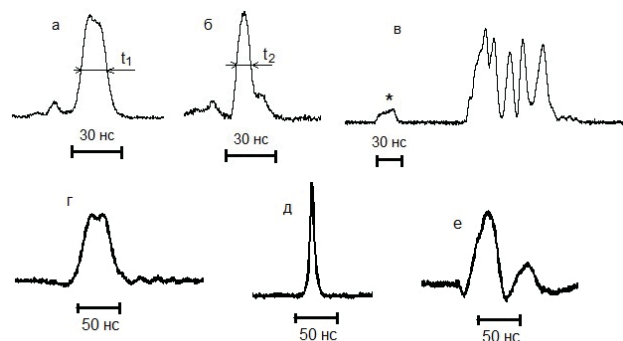


Рис. 2.. Осциллограммы выходного импульса при $\alpha=0$, $f=4,14$ ГГц для величин $P=230$ мВт (а) и $P=360$ мВт (б); при $f=4,37$ ГГц для $P=230$ мВт (в); при $f=4,14$ ГГц для величин $P=180$ мВт (г) и 330 мВт (д), для $\alpha=0$, $P=330$ мВт для $\alpha=60^\circ$ (е)

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 16-29-14058_офи и 17-07-01452.

Литература

1. Marcelli R., Nikitov S.A. Nonlinear Microwave Signal Processing: Towards a New Range of Devices. Kluwer Acad. Publ., 1996
2. Dudko G.M., Filimonov Yu.A., Galishnikov A.A. // JMMM, 2004, V.272-275, Part 2, pp.999-1000
3. Галишников А.А., Кожевников А.В., Р. Марчелли, и др. // ЖТФ. Т.76, №5, С.62-70 (2006).
4. А.В. Дроздовский, М.А. Черкасский, А.Б. Устинов и др. // Письма ЖЭТФ, 91(1)б 17 (2010)

Магнитные свойства пленок Pt/Co/NiO с обменным смещением

А.Г. Колесников^{1,*}, М.Е. Стеблій¹, А.В. Давыденко¹, А.С. Самардак¹,
А.В. Огнев¹, X. Wang², C. Wan², C. Fang², M. Zhao², X. Han²

¹ Дальневосточный федеральный университет, ул. Суханова, 8, Владивосток, Россия, 690950.

² Пекинская национальная лаборатория физики конденсированных сред, Институт физики, Китайская академия наук, Пекин, Китай, 100190.

* alexanderkolesnickov@yandex.ru

Проведено экспериментальное исследование поликристаллических пленок Pt/Co/NiO с обменным смещением для случаев направления оси легкого намагничивания в ферромагнитном слое параллельно и перпендикулярно плоскости пленок. Установлено влияние толщин ферромагнитного и антиферромагнитного слоев, а также параметров осаждения на магнитные свойства пленок и вид доменной структуры.

Введение

Внутренне обменное поле, возникающее в результате обменного смещения на интерфейсе ферромагнетик/тяжелый металл (ФМ/АФМ), вносит асимметрию в процесс перемагничивания вдоль выделенного направления [1]. Это явление может быть использовано для нарушения инверсной симметрии [2] и позволит осуществлять контролируемое переключение намагниченности с использованием явления спинового орбитального вращения (СОВ) [3].

Результаты

Мы изучили влияние параметров состава и условий осаждения на величины наведенной магнитной анизотропии и поле обменного смещения (B_{ex}) для двух случаев плоскостной и перпендикулярной анизотропии. Поликристаллические пленки осаждались на подложки Si/SiO₂ методом магнетронного распыления. Обменное смещение было инду-

цировано в процессе осаждения во внешнем магнитном поле (B_{dep}) 60 мТл и 120 мТл, для плоскостной и перпендикулярной ориентаций соответственно. Мы обнаружили, что поле обменного смещения достигает уровня насыщения при толщине $t_{NiO} > 15$ нм (рис. 1(а)).

Спонтанное смещение также было обнаружено в пленках, осажденных в отсутствие внешнего поля, однако, величина смещения составляла лишь 10% по сравнению со случаем осаждения в поле. Давление Ar в процессе осаждения NiO также влияет на B_{ex} [4, 5]. Максимальное смещение для нашей системы было получено при низком давлении $P_{Ar} = 0,13$ Па. Увеличение P_{Ar} до 1 Па приводит к уменьшению B_{ex} в 10 раз. Одной из причин влияния давления в процессе осаждения на величину поля обменного смещения может быть изменения глубины перемешивания и качества интерфейсов на верхней границе Co/NiO. Также мы показали, что с увеличением толщины слоя Co B_{ex} уменьшается (рис. 1(б)).

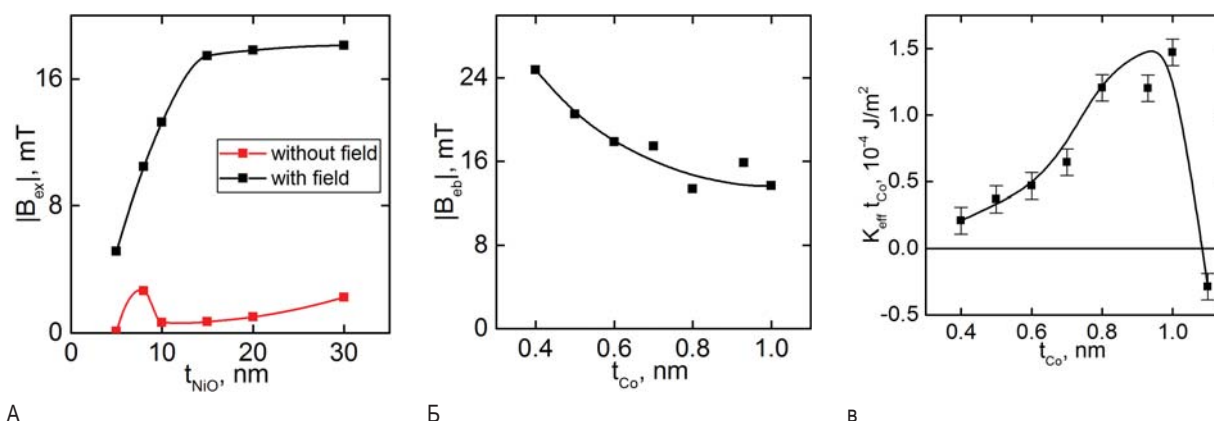


Рис. 1. (а) – Зависимость поля обменного смещения (B_{ex}) от толщины слоя NiO в пленке Pt(5 нм)/Co(0,7 нм)/NiO(t_{NiO}). Графики (б) - $B_{ex} = f(t_{Co})$ и (в) - $K_{eff} t_{Co} = f(t_{Co})$ в пленках Pt(5 нм)/Co(t_{Co})/NiO(15 нм)

Перпендикулярная магнитная анизотропия (ПМА) наблюдается в пленках с толщиной Co меньше 1,1 нм (рис. 1(в)). Кроме того, K_{eff} зависит от условий осаждения NiO . Чем выше давление P_{Ar} , тем сильнее анизотропия.

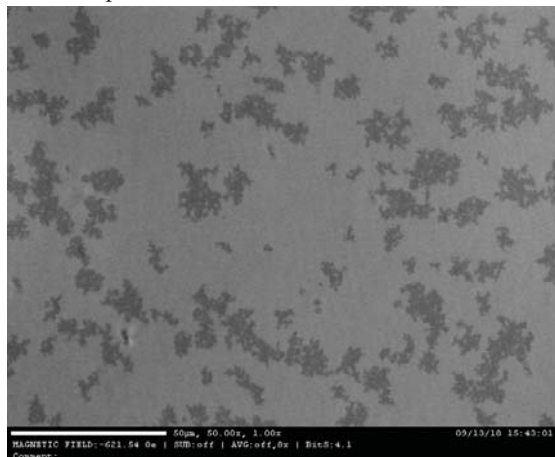


Рис. 2. Изображение полярной Керровской микроскопии для пленок Pt/Co/NiO в поле выше B_c . Размер масштабной линейки 50 мкм

Также было проведено исследование доменной структуры пленок с ПМА в процессе перемагничивания методом полярной Керровской микроскопии. На рис. 2, полученном в поле выше коэрцитивной силы (B_c), видна дендритная доменная структура. Образование дендритной доменной структуры указывает на наличие интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мория в пленках с одним ферромагнитным слоем [6].

Выводы

В результате проведенного исследования были определены влияние толщины слоев Co и NiO на величину обменного смещения. Показано, что для наведения B_{ex} осаждение слоя NiO необходимо производить при низком давлении рабочего газа. Исследование доменной структуры пленок с ПМА указывает на наличие в пленках взаимодействия Дзялошинского-Мория.

Данное исследование было частично поддержано Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ №18-52-53038 и №18-32-00867) и Министерством образования и науки России в рамках Государственного задания № 3.5178.2017 / 8.9.

Литература

1. W.H. Meiklejohn, C.P. Bean // Phys. Rev. B, V. 105, 904 (1956).
2. Y.-C. Lau, D. Betto, K. Rode et al. // Nature Nanotechnology // V. 11, 758–762 (2016).
3. I.M. Miron, K. Garello, G. Gaudin et al. // Nature, V. 476, 189–193 (2011).
4. S. Soeya and M. Fuyama // J. Appl. Phys., V. 79, 1604 (1996).
5. D.H. Lee, S.Y. Yoon, D.H. Yoon and S.J. Suh // J. of the Korean Phys. Soc., V. 44, № 5, 1079-1082 (2004).
6. Y.-C. Cho, S.-B. Choe, S.-C. Shin // J. Appl. Phys., V. 90, № 3, 1419-1421 (2001).

Физико-химические свойства слоев $MnGa_{\sim 1.7}$

Р.Н. Крюков^{1,2}, Д.Е. Николичев¹, С.Ю. Зубков¹, М.В. Дорохин^{1,2}, А.В. Здравейцев²,
Б.Н. Звонков²

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*nikolitchev@phys.unn.ru, kriukov.ruslan@yandex.ru

Слои $MnGa_y$, выращенные методом импульсного лазерного осаждения, являются хрупкими, в результате чего основная их часть формируется в виде «черепков». Существует возможность выращивания слоёв $MnGa_y$ с заданным соотношением концентраций Ga и Mn, проявляющих ферромагнитные свойства при 300 К.

Введение

В 1982 году Д. Шехтман впервые обнаружил квазикристаллы, характеризующиеся наличием осями симметрии 5-го, 10-го, 12-го порядка в сплаве Al_6Mn . Столь уникальная структура привела к тому, что учёное сообщество поначалу не приняло эти выводы. Лишь в 1984 году была опубликована статья, описывающая этот класс материалов [1]. Позднее аналогичная симметрия была выявлена в сплавах Mn и Ga. Одним из примеров является соединение $MnGa_{\sim 1.7}$ [2]. Исследования этого материала, помимо фундаментального характера, носят и прикладной, ввиду проявления ферромагнитных свойства при температуре, превышающей 300 К [2]. Это позволяет в перспективе использовать $MnGa_{\sim 1.7}$ в приборах спинтроники. В свою очередь, требуются исследования, целью которых станет выявление качества сопряжения $MnGa_{\sim 1.7}$ и GaAs, рассмотрение стабильности химических соединений на гетерогранице $MnGa_{\sim 1.7}/GaAs$ и стойкости поверхности к окислению. Для исследований в этом направлении в работе применялись методы рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Методика эксперимента

Анализируются слои $MnGa_y$ толщиной ~ 100 нм, выращенные методами импульсного лазерного осаждения (ИЛО) и электронно-лучевого испарения (ЭЛИ) в условиях высокого вакуума на подложках GaAs при температуре 300°C.

Состав структур изучался методом РФЭС, реализованным на базе комплекса Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия). Для возбуждения фотоэмиссии использовалось $Mg K_{\alpha}$ или $Al K_{\alpha}$ -излучение. Диаметр области анализа составлял 3 мм. Послойное профилирование осуществлялось травлением ионами Ag^+ с энергией 1 кэВ. Минимально обнаруживаемая концентрация элементов определялась соотношением сигнал/шум на фотоэлектрон-

ных спектрах и составляла 0,1 - 1 ат.%. Для исследования состава производилась запись ФЭ-линий O 1s, C 1s, Mn $2p_{3/2}$, As 3d, Ga 3d, In $3d_{5/2}$. Для определения концентраций химических соединений проводилось спектральное разложение ФЭ-линий Mn $2p_{3/2}$, Ga 3d с использованием методики [3].

Исследования структур, содержащих слои $MnGa_y$, сопровождались изучением топографии поверхности методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Измерения проводились на микроскопе SolverPro (NT-MDT, Россия) с использованием зондов марки HA_NC.

Результаты

Изучение топографии слоёв $MnGa_y$ позволило определить, что слои этого материала крайне дефектны и представляют собой совокупность «черепков» (рис. 1).

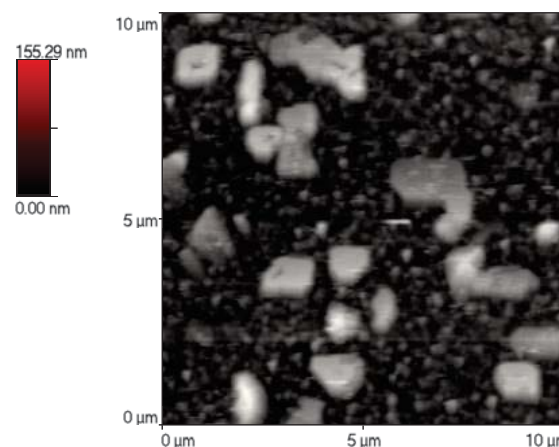


Рис. 1. АСМ-изображение структур со слоем $MnGa_y$ на поверхности

Высота этих объектов соответствуют толщине галлида, рассчитанной из технологических параметров. Формирование в таком виде указывает на существование трудностей, связанных с качественным согласованием слоёв галлида марганца и GaAs.

Столь развитый рельеф поверхности приводит к сильному размытию профиля распределения химических элементов по глубине. На рис.2 представлен профиль приборной структуры спинового светоизлучающего диода (ССИД) с составом $\text{MnGa}_y/\text{GaAs}/\text{InGaAs}/\text{GaAs}$. Высокая шероховатость, возникающая вследствие "черепичной" структуры MnGa_y , является причиной детектирования кислорода на больших глубинах и, как следствие, неоднородного травления всей структуры.

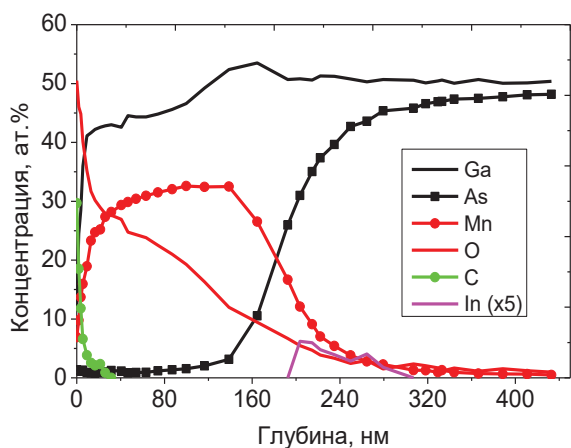


Рис. 2. Профиль распределения химических соединений марганца по глубине в структуре $\text{MnGa}_y/\text{GaAs}/\text{InGaAs}/\text{GaAs}$, выращенной методом ИЛО

В результате химанализа РФЭС на протяжении всего слоя MnGa_y показала наличие галлидов марганца. При этом их стехиометрия и соотношение содержания разных фаз галлидов приводит к среднему значению $y \approx 1,7$. Именно этого соотношения предполагалось достигнуть при установке ростовых параметров.

Аналогичные структуры изучались методом просвечивающей электронной микроскопии, и в результате было определено присутствие галлидов марганца с составом, отличающимся от MnGa_3 [4].

В образце ССИД, аналогично предыдущему, наблюдается присутствие различных оксидов галлия и марганца. Профили оксидных соединений также носят затяжной характер, связанный с развитостью поверхности. На поверхности отмечается практически полное окисление всех элементов. В приповерхностных слоях наблюдается резкое падение

концентрации оксидов галлия и незначительное увеличение содержания соединений оксидов марганца.

На рис.3 приведен профиль распределения химических элементов в слое MnGa_y , выращенном методом ЭЛИ. Падение содержания кислорода оказалось более резким, что указывает на высокое качество структуры и, как следствие, пониженную окислительную активность по сравнению со слоями, выращенными методом ИЛО.

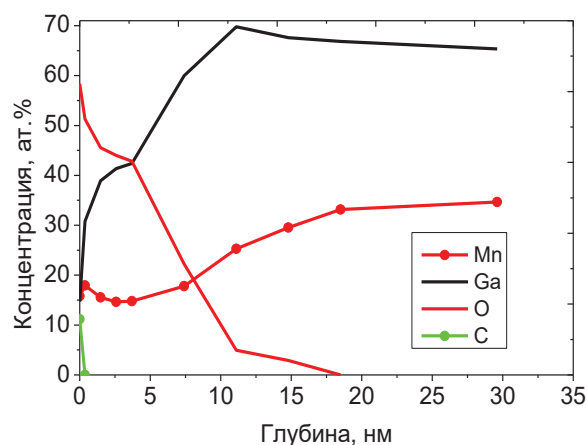


Рис. 3. Профиль распределения химических элементов по глубине в слое MnGa_y , выращенном методом ЭЛИ

Стоит заметить, что в приповерхностных слоях, выращенных ЭЛИ, также были определены различные оксиды Ga и Mn. Соотношение количества галлия к марганцу варьировалось в широких пределах от 0,7 до 3,5.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания - проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России.

Литература

1. D. Shechtman, I. Blech, D. Gratias, J.W. Cahn // *Physical Review Letters*, 53 (20), 1951(1984).
2. J.S. Wu, K.H. Kuo // *Metallurgical and materials transactions A*, V. 28A, 729 (1997).
3. A.V. Boryakov, S.I. Surodin, R.N. Kryukov *et al.* // *Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, V. 229, 132 (2018).
4. М.В. Дорохин, Д.А. Павлов, А.И. Бобров *и др.* // *ФТП*, 50 (11), 1463 (2016).

Физико-химические свойства слоев GaMnAs

Р.Н. Крюков^{1,2}, Д.Е. Николичев¹, С.Ю. Зубков¹, М.В. Дорохин^{1,2}, А.В. Кудрин^{1,2},
П.Б. Демина², Б.Н. Звонков²

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*kriukov.ruslan@yandex.ru

Сильнолегированные слои GaMnAs, выращенные методом импульсного лазерного осаждения, содержат встроенные в GaAs решётку атомы Mn с максимальной концентрацией 2 ат.% и элементный марганец. Концентрация последнего линейно возрастает с общим ростом содержания марганца. В системе также присутствуют включения α -MnAs и области GaAs, где атомы Ga полностью замещены атомами Mn.

Введение

Сочетание ферромагнетизма с полупроводниковыми свойствами внутри одной системы является отличительной особенностью разбавленных магнитных полупроводников (РМП) - важного материала спинтроники. Необходимость легирования полупроводниковой матрицы большой концентрацией атомов переходных металлов провоцирует возникновение включений различного состава, поэтому фазовая нестабильность - одна из основных проблем РМП. Например, для системы GaMnAs при концентрации атомов Mn даже на уровне 1 ат.% характерно присутствие включений $MnGa_x$ и $MnAs_y$ [1]. Для рассмотрения вопроса химического состава РМП применялся метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Методика эксперимента

В работе изучались структуры спиновых светоизлучающих диодов (ССИД), сформированные в два этапа. Сначала на подложке n-GaAs (001) методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении и температуре 650°C выращивался буферный слой GaAs, легированный Si. Далее наращивался слой нелегированного GaAs, квантовая яма $In_xGa_{1-x}As$ и спейсерный слой GaAs. Затем методом лазерного распыления металлического Mn и GaAs в газовой среде арсина выращивался слой РМП GaMnAs. Температура роста спин-инжектирующего слоя снижалась до 350°C для уменьшения диффузии Mn в спейсер и подавления сегрегации его на поверхности [2].

Дополнительно ряд образцов был подвергнут отжигу в условиях сверхвысокого вакуума при температурах 190, 300 и 380°C в течение 5 часов.

Основным методом анализа была выбрана РФЭС, базирующаяся на СВВ комплексе Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия). Для возбуждения фотоэмиссии использовалось Mg K_{α} или Al K_{α} -излучение. Диаметр области анализа составлял 3 мм. Послойное профилирование осуществлялось травлением ионами Ar^+ с энергией 1 кэВ. Предельная обнаруживаемая концентрация элементов определялась соотношением сигнал/шум на фотоэлектронных спектрах и составляла 0,1 - 1 ат.%. Для определения концентрации химических элементов записывались ФЭ-линии O 1s, C 1s, Mn 2p_{3/2}, As 3d, Ga 3d, In 3d_{5/2}. При химическом анализе проводилось спектральное разложение ФЭ-линий Mn 2p_{3/2}, As 3d, Ga 3d с использованием алгоритма коррективки [3].

Результаты

Пример профиля распределения химических элементов по глубине в приборной структуре ССИД GaMnAs/GaAs/InGaAs/GaAs представлен на рис. 1.

В ходе экспериментов было определено, что количество арсина в реакторе в ходе импульсного лазерного осаждения регулирует концентрацию химических соединений в слоях GaMnAs. При соотношении концентраций элементов в РМП $C(Ga) + C(Mn) > C(As)$ в слое формируются включения MnAs и $MnGa_y$, а при обратном неравенстве - преимущественно MnAs.

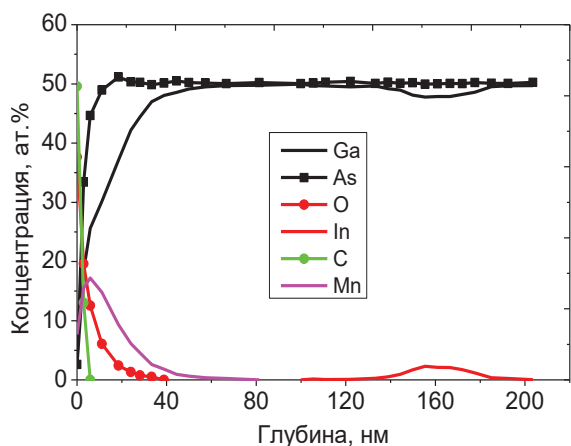


Рис. 1. Профиль распределения химических элементов по глубине в ССИД GaMnAs/GaAs/InGaAs/GaAs

Структуры ССИД демонстрировали циркулярную поляризацию со степенью $\sim 1\%$ при температурах менее 25 К и проявляли ферромагнитный отклик при комнатной температуре. После проведения дополнительного отжига структур поляризация пропала.

Результаты химического анализа РФЭС позволили определить, что слои GaMnAs содержат оксиды Mn и MnAs. Также было выявлено присутствие замещающего (Mn_{Ga}) и элементного (Mn^0) марганца (рис. 2).

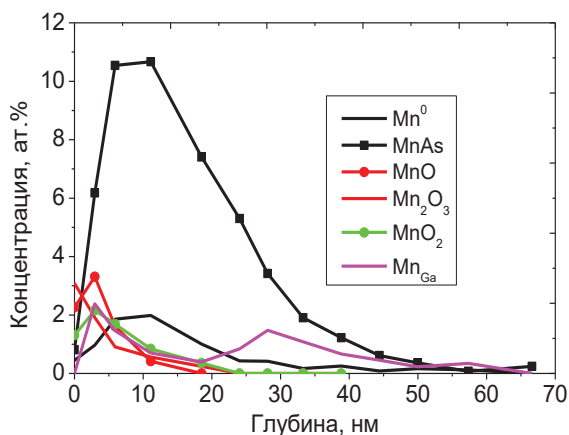


Рис. 2. Профиль распределения химических соединений марганца по глубине в слое GaMnAs

Определено, что максимальная концентрация Mn_{Ga} составляет 2 ат.%. С ростом общей концентрации Mn наблюдается линейное возрастание количества элементного марганца (рис. 3). Стоит отметить хорошее согласование результатов с модельными зависимостями. Они строились, исходя из того, что GaMnAs можно представить как GaAs, в котором

атомы Ga хаотично замещены атомами Mn. Зависимость Mn^0 в этом случае определена с использованием теоретических исследований в рамках понятия адгезионной энергии [4].

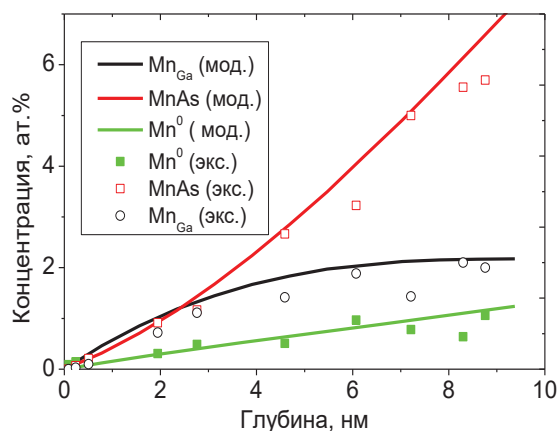


Рис. 3. Парциальная зависимость концентраций соединений Mn от содержания марганца

При отжиге слоёв GaMnAs в условиях вакуума происходит агрегация Mn_{Ga} , что влечёт возрастание концентрации MnAs. При этом значительного изменения концентрации Mn^0 замечено не было.

Результаты работы позволили определить, что поляризация излучения при температурах менее 25 К в ССИД со слоем GaMnAs обусловлена присутствием замещающего марганца. Наблюдение же ферромагнитного отклика при температуре 300 К является результатом присутствия соединения MnAs.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-37-00358.

Литература

1. J.L. Hilton, B.D. Schultz, S. McKerman *et al.* // Journal of Vacuum Science & Technology B, V. 23, 1752 (2005).
2. Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // Оптический журнал, V. 75, 56 (2008).
3. A.V. Boryakov, S.I. Surodin, R.N. Kryukov *et al.* // Electron Spectroscopy and Related Phenomena, V. 229, 132 (2018).
4. T. Jungwirth, K.Y. Wang, J. Mašek *et al.* // Physical Review B, V. 72, 165204 (2005).

Физико-химические свойства слоев GaMnSb

Р.Н. Крюков^{1,2}, Д.Е. Николичев¹, С.Ю. Зубков¹, М.В. Дорохин^{1,2}, Б.Н. Звонков²

¹ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

²НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*zubkov@phys.unn.ru, kriukov.ruslan@yandex.ru

Сильнолегированные слои разбавленного магнитного полупроводника GaMnSb, выращенные методом импульсного лазерного осаждения, представляют собой комбинацию соединений MnSb, GaSb, Mn⁰ и MnGa_y (y~1.5). Эти соединения определяют магнитооптические свойства структур с такими слоями в качестве спинового инжектора.

Введение

Наиболее изученным в классе разбавленных магнитных полупроводников (РМП) является GaMnAs. Попытки путей оптимизации этого материала начались с 1996 года [1], когда в нем был обнаружен ферромагнетизм при температурах 60 К. Замедление прогресса в этом направлении привело к переключению внимания на другие РМП. Примером является GaMnSb. Исследование химического состава этой системы на сегодняшний день не упоминается в литературе. В работе слои GaMnSb изучались методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Методика эксперимента

Анализируемые образцы представляли собой структуры спинового светоизлучающего диода (ССИД). Светодиоды изготавливались в два этапа. Сначала на подложке n-GaAs (001) методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении и температуре 600°C выращивался буферный слой GaAs, квантовая яма In_xGa_{1-x}As, затем спейсерный слой GaAs. На второй стадии лазерным распылением комбинированной мишени из металлического Mn и GaSb выращивался слой РМП GaMnSb толщиной 50 нм. Температура роста спин-инжектирующего слоя снижалась до 380°C для уменьшения диффузии Mn в спейсер и на поверхность [2].

Анализ состава проводился методом РФЭС на СВВ комплексе Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия). Для возбуждения фотоэмиссии использовались Mg Kα или Al Kα-излучение. Диаметр области анализа составлял 3 мм. Послойное профилирование осуществлялось травлением ионами Ar⁺ с энергией 1 кэВ. Предел обнаружения

определялся соотношением сигнал/шум на фотоэлектронных спектрах и составлял 0,1 - 1 ат.%. Для расчета концентрации химических элементов производилась запись ФЭ-линий O 1s, C 1s, Mn 2p_{3/2}, As 3d, Sb 3d, Ga 3d, In 3d_{5/2}. Спектральное разложение ФЭ-линий Mn 2p_{3/2}, Sb 3d, As 3d, Ga 3d выполнялось в соответствии с методикой [3].

Результаты

Методом РФЭС получены профили распределения химических элементов по глубине в структурах ССИД, один из которых представлен на рис. 1. Определено, что слои GaMnSb окисляются до глубин ~ 20 нм, что значительно меньше, чем в случае GaMnAs [4].

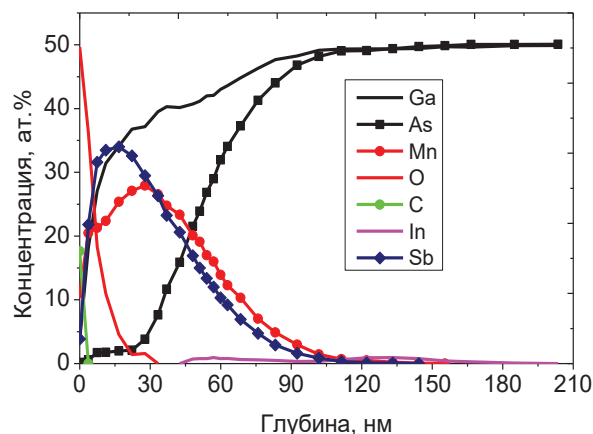


Рис. 1. Профиль распределения химических элементов по глубине в ССИД GaMnSb/GaAs/InGaAs/GaAs /InGaAs/GaAs

Отмечается присутствие в слое РМП атомов As, что объясняется его диффузионной активностью. Это, в свою очередь, показывает, что размытие профиля распределения химических элементов в значительной мере связано с диффузионными процессами на гетерограницах и в меньшей степени с процессом ионного распыления.

Результатом химического анализа стало определение в системе соединений $MnGa_y$ и $MnSb$ с сопоставимыми концентрациями. В галлидах марганца соотношение «у» варьировалось в широких пределах от 1 до 2. При содержании марганца в слое РМП около 25 ат.% количество основных марганецсодержащих соединений $MnSb/MnGa_y/Mn^0$ соотносится, как 3/4/2 (рис.2). Стоит заметить, что присутствие галлидов в слое было определено методом просвечивающей электронной микроскопии [5]. В результате в слое было определено наличие фазы Mn_3Ga_5 . Из соотношения концентраций следует, что в сильнолегированных слоях $GaMnSb$ магнитные свойства обусловлены соединениями $MnGa_y$ и $MnSb$.

В приповерхностных слоях были выявлены оксиды марганца, концентрация которых резко падает на протяжении ~ 20 нм (рис. 2), что указывает на высокую стабильность химического состава слоёв $GaMnSb$ в атмосферных условиях.

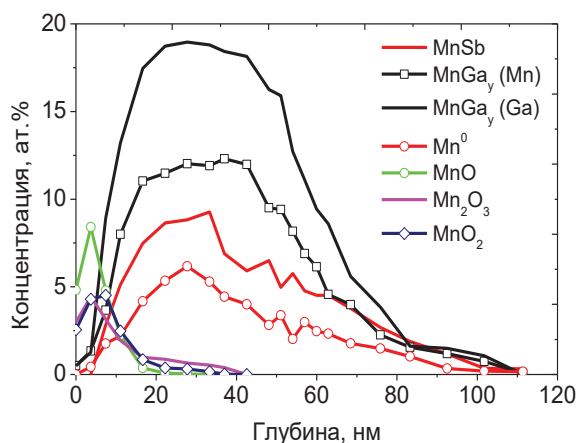


Рис. 2. профиль распределения химических соединений Mn по глубине в ССИД $GaMnSb/GaAs/InGaAs/GaAs/InGaAs/GaAs$

Вероятно, по аналогии с системой $GaMnAs$ [3,4], уменьшение температуры роста РМП снизит агрегацию Mn в кластеры, что будет способствовать появлению замещающего марганца и повышению стабильности системы.

На профиле структуры ССИД (рис.3) четко выявляются $GaSb$ и $GaAs$, на распределении $InAs$ видны 2 квантовые ямы, а в приповерхностных слоях было определено присутствие оксидов SbO_2 , Ga_2O и Ga_2O_3 с суммарной концентрацией на уровне 10

ат.%. Это указывает на одинаковое поведение оксидов полупроводников в приповерхностных слоях $GaMnAs$ [4] и $GaMnSb$.

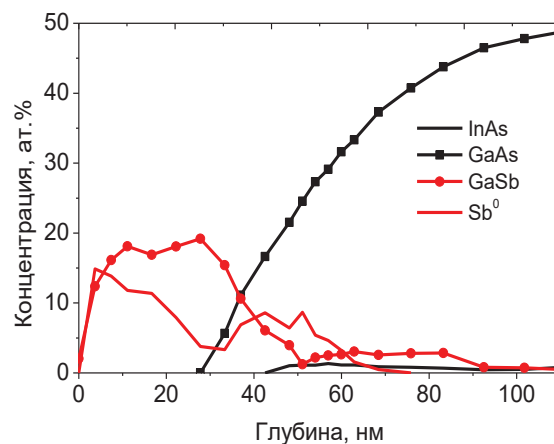


Рис. 3. Профиль распределения полупроводников по глубине

Результаты работы, сопоставленные с данными полученными в ходе исследований $GaMnAs$ [3,4], позволяют говорить об определяющем значении концентрации марганца и соотношения количества элементов 3 и 5 групп. Изменение этих величин приводит к возникновению галлидов и пниктидов марганца с разной стехиометрией. Как следствие, магнитные и оптические свойства структур различаются.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания-проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России.

Литература

1. Н. Ohno. *Applied Physics Letters*, V.69, 363 (1996).
2. Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // *Оптический журнал*, V. 75, 56 (2008).
3. A.V. Boryakov, S.I. Surodin, R.N. Kryukov *et al.* // *Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, V. 229, 132 (2018).
4. D.E. Nikolichev, A.V. Boryakov, S.Yu. Zubkov *et al.* // *Semiconductors*, V. 48, № 6, 815 (2014).
5. А.И. Бобров, Е.Д. Павлова, А.В. Кудрин, Н.В. Малехонова // *ФТП*, V. 47, № 12, 1613 (2013).

Магнитная структура разбавленных ферритов-гранатов вблизи точки компенсации

Ю.Б. Кудасов^{1,2,*}, Р.В. Козабаранов^{1,2}

¹ Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, пр. Мира, 37, Саров, 607188.

² Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, ул. Духова, 6, Саров, 607186.

*yu_kudasov@yahoo.com

Обсуждается роль сильного беспорядка при формировании магнитной структуры разбавленных ферритов-гранатов с немагнитными ионами в додекаэдрической подрешетке. Избирательное замещение ионов железа происходит в основном в тетраэдрической решетки. Поскольку ионы железа в октаэдрической подрешетке имеют различное число магнитных соседей, их, в свою очередь, можно разделить на подрешетки в зависимости от числа соседей. Таким образом, получаем модель молекулярного поля с 7 подрешетками. Данная модель описывает возникновение температурной компенсации и основные свойства разбавленных ферритов-гранатов, включая магнитную фазовую диаграмму.

Введение

Благодаря своим уникальным свойствам ферриты гранаты нашли широкое применение в магнитооптических устройствах [1,2]. Эти соединения позволяют создавать твердые растворы замещения, в которых ионы металлов располагаются в трех кристаллографических позициях. Редкоземельные ионы находятся в додекаэдрическом окружении, а ионы железа Fe^{3+} (в состоянии с полным спином $S=5/2$) – в двух позициях: октаэдрической (индекс a) и тетраэдрической (индекс d). Соотношение ионов железа в подрешетках составляет $N_a:N_d = 2:3$. Таким образом, в случае немагнитного иона в додекаэдрической позиции, например, Y^{3+} или Lu^{3+} , феррит-гранат является двухподрешеточным ферримангнетиком. Замещение железа немагнитными ионами (Ga^{3+} , Al^{3+}) позволяет избирательно разбавлять магнитные подрешетки. Так, ионы галлия занимают в основном тетраэдрические позиции [3]. В зависимости от технологических факторов (температура отжига, состав и т.д.) до 90-95 % замещенных галлием узлов могут оказаться в тетраэдрической позиции [4]. Это позволяет синтезировать компенсированные ферримагнетики [1,5,6].

Многоподрешеточная модель разбавленных ферритов-гранатов

Ниже мы предполагаем, что (а) замещение ионов железа немагнитными ионами происходит только в тетраэдрической подрешетке, (б) немагнитные ионы распределены случайным образом (их положение некоррелировано), (в) имеется только магнитное взаимодействие между ближайшими соседями, т.е. между тетраэдрическими и октаэдрическими позициями железа.

При этих предположениях у ионов железа в октаэдрической подрешетке число ближайших соседей различно от 0 до 6 и подчиняется биномиальному распределению. Можно определить вероятность $p_i(k)$ появления i числа ближайших магнитных соседей у иона железа в октаэдрической подрешетке. Тогда соответствующее число ионов будет составлять $N_a p_i(k)$, где N_a – число ионов в октаэдрической подрешетке, k – коэффициент заполнения октаэдрической подрешеткой магнитными ионами. Молекулярное поле пропорционально их числу ближайших соседей $\lambda_i = \lambda_{ad} i/6$. В расчетах, приведенных ниже мы использовали значение $\lambda_{ad} = -5.35 \cdot 10^{-22}$ Дж/моль, соответствующее неразбавленному $Y_3Fe_5O_{12}$ при $\lambda_{dd} = \lambda_{aa} = 0$.

Коэффициенты молекулярного поля многоподрешеточной модели определяются только ближайшими соседями и имеют следующий вид:

$$\lambda_{adi} = \frac{JM_d}{g^2 \mu_B^2 n_d} i, \quad (\Phi 1)$$

$$\lambda_{da} = \frac{Jz_d \sum_{i=1}^6 i M_{ai}}{g^2 \mu_B^2 n_a \sum_{i=1}^6 i p_i(k)}, \quad (\Phi 2)$$

где $J < 0$ – обменный интеграл между ближайшими соседями, $g = 2$ – g-фактор, μ_B – магнетон Бора, n_a и n_d – концентрации ионов железа в подрешетках, M_d , M_{adi} – намагниченности тетраэдрической подрешетки и октаэдрической подрешетки с i магнитными соседями.

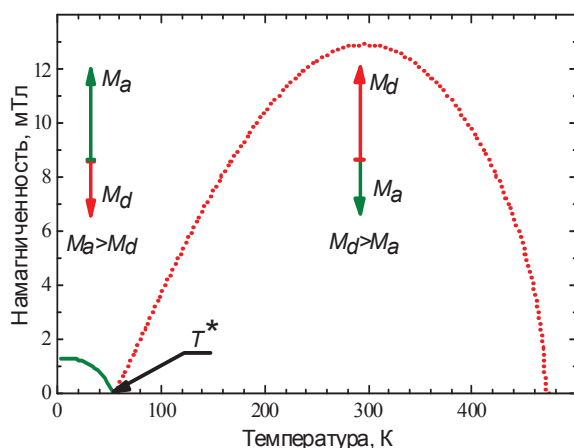


Рис. 1. Зависимость намагниченности разбавленного феррита-граната от температуры

Полученная зависимость разбавленного феррита-граната при $k=0.664$ представлена на рис. 1.

Видна компенсация магнитного момента при $T = 53$ К. В группе октаэдрических подрешеток есть те, у которых мало ближайших соседей ($i = 1, 2, 3$) и соответственно слабо молекулярное поле. У них магнитный момент быстро уменьшается, что приводит к компенсации и доминированию магнитного момента тетраэдрической подрешетки при высоких температурах.

На рис. 2 представлена магнитная фазовая диаграмма.

В области низких температур она близка к диаграмме, получаемой в рамках двухподрешеточной модели молекулярного поля, однако при высоких температурах возникают существенные различия двух моделей.

В работе показано, что относительно быстрое уменьшение магнитного момента октаэдрической подрешетки, приводящее к температурной компенсации, связано с флуктуацией числа ближайших соседей i , как следствие, молекулярного поля.

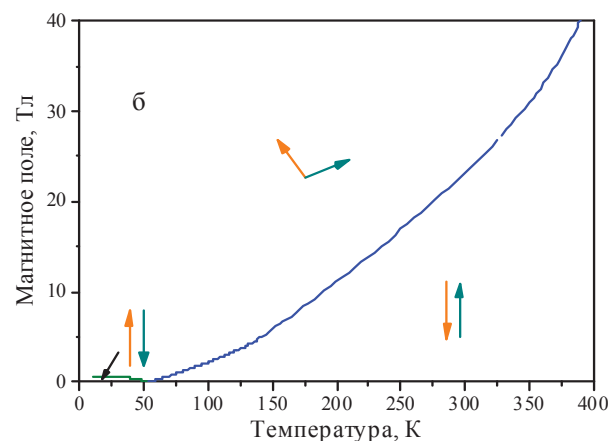
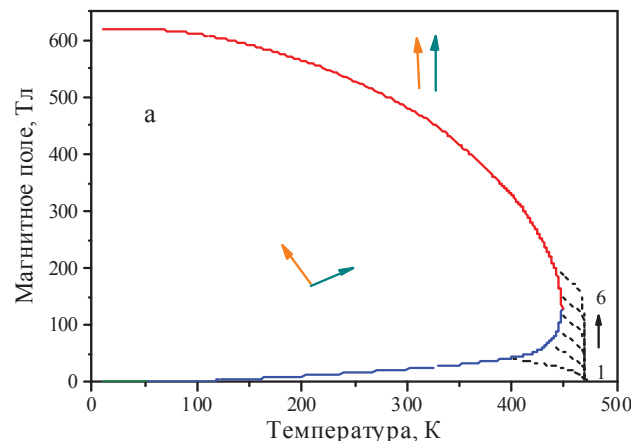


Рис. 2. Магнитная фазовая диаграмма: (а) общий вид, (б) увеличенный фрагмент. Пунктирные линии – перевороты октаэдрических подрешеток (1 – 6 ближайших соседей)

Литература

1. А.К. Zvezdin, V.A. Kotov. Modern magneto-optics and magneto-optical materials. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (1997).
2. M. Deb, M. Vomir, J.-L. Rehspringer, J.-Y. Bigot // Appl. Phys. Lett., V.107, 252404 (2015).
3. L.E. Helseth, R.W. Hansen, E.I. Il'yashenko et al. // Phys. Rev. B, V.64, 174406 (2001).
4. P. Röschmann, P. Hansen // J. Appl. Phys., V.52, 6257 (1981).
5. Н.А. Логинов, М.В. Логунов, В.В. Рандошкин // ФТТ, Т.31, 58 (1989).
6. Ю.Б. Кудасов, М.В. Логунов, Р.В. Козабаранов и др. // ФТТ, Т.60, 2166 (2018).

Изменение концентрации носителей заряда в слоях магнитных полупроводников (In,Fe)Sb и (In,Fe)As

А.В. Кудрин^{1,*}, Ю.А. Данилов¹, В.П. Лесников¹, О.В. Вихрова¹, Н.А. Соболев^{2,3}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Department of Physics and I3N, University of Aveiro, 3810-193 Aveiro, Portugal

*kudrin@nifti.unn.ru

Проведены исследования влияния радиационных дефектов на транспортные свойства слоев (In,Fe)Sb и (In,Fe)As, а также магнитные свойства слоев (In,Fe)Sb, полученных методом периодического лазерного распыления. Радиационные дефекты создавались путем облучения слоев ионами He⁺ с энергией 50 кэВ и флюенсом $F = 1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Показано, что для (In,Fe)Sb возможно управление положением уровня Ферми, это сопровождается изменением температуры Кюри.

Введение

Полупроводниковые III-V слои, сильно легированные Fe, являются новым перспективными материалами в полупроводниковой спинтронике. В частности, получены слои (Ga,Fe)Sb [1] и (In,Fe)Sb [2,3] с комнатной температурой Кюри (T_C). Остается открытым вопрос о механизме ферромагнетизма в Fe-легированных полупроводниках A^3B^5 . В случае (In,Fe)As было высказано предположение о механизме, опосредованном электронами [4]. Для (Ga,Fe)Sb и (In,Fe)Sb, по-видимому, механизм связан с вариантом сверхобмена между атомами Fe без участия носителей заряда. Облучение полупроводников ионами приводит к формированию электрически активных радиационных дефектов (РД). Следствием создания РД в GaSb и InAs является появление дополнительных носителей заряда (дырок для GaSb и электронов для InAs), что сопровождается сдвигом уровня Ферми (E_F) в сторону валентной зоны или зоны проводимости для GaSb и InAs, соответственно. В InSb РД проявляют себя более сложным образом. При облучении InSb формируются РД как акцепторного, так и донорного типа [5]. Таким образом, облучение слоев магнитных полупроводников (Ga,Fe)Sb, (In,Fe)Sb, (In,Fe)As легкими ускоренными ионами открывает возможность изменять концентрацию носителей заряда при фиксированном количестве введенных атомов Fe. Исследование влияния концентрации носителей заряда и положения уровня Ферми на магнитные свойства слоев позволит прояснить природу ферромагнетизма в узкозонных полупроводниках A^3B^5 , сильно легированных Fe.

В данной работе мы осуществили управление концентрацией носителей заряда в (In,Fe)Sb и (In,Fe)As путем создания радиационных дефектов облучением ионами гелия с флюенсом $1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

Результаты и обсуждение

Слои (In,Fe)Sb и (In,Fe)As толщиной ≈ 50 нм были получены методом периодического лазерного распыления в вакууме мишеней InSb (InAs) и Fe на подложках i -GaAs [2]. Содержание Fe в слоях составляло ≈ 14 ат. %. Слои (In,Fe)Sb были получены при температуре $T_g = 200$ и 300°C , слой InSb при 250°C . Слои (In,Fe)As были получены при температуре $T_g = 200$ и 250°C , слой InAs – при 200°C . Облучение слоев ионами He⁺ с энергией 50 кэВ и флюенсом $F = 1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ проводилось при комнатной температуре. Наши исследования показали, что нелегированный слой InSb, изначально демонстрирующий n-тип проводимости, при флюенсе $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ испытывает конверсию в p-тип. Слой (In,Fe)Sb с $T_g = 300^\circ\text{C}$ испытывает конверсию в p-тип при флюенсе $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, а слой (In,Fe)Sb с $T_g = 200^\circ\text{C}$ – при флюенсе $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. На рис. 1 представлены магнитопольные зависимости сопротивления Холла $R_H(B)$ при 295 К для исходной структуры (In,Fe)Sb с $T_g = 200^\circ\text{C}$ и после облучения с различными F . Характер зависимости $R_H(B)$ определяется преобладанием аномального эффекта Холла (АЭХ). В состоянии n-типа, как и в состоянии p-типа проводимости, знак АЭХ и форма зависимости $R_H(B)$ сохраняются.

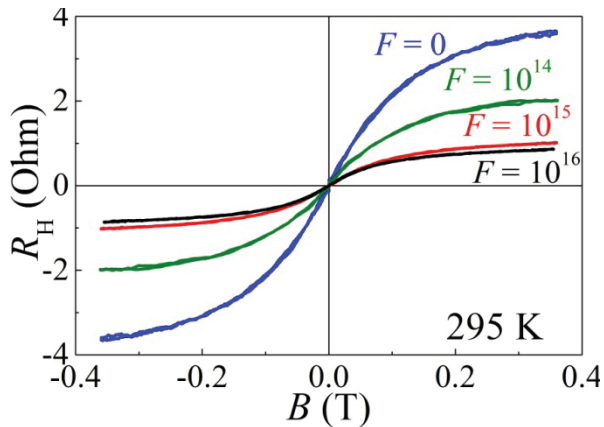


Рис. 1. Зависимости $R_H(B)$ для (In,Fe)Sb с $T_g = 200^\circ\text{C}$ при 295 K до и после облучения

Поскольку в зависимости $R_H(B)$ преобладает АЭХ, тип проводимости слоев (In,Fe)Sb до и после облучения определялся по знаку коэффициента Зеебека (изначально соответствующего n-типу проводимости несмотря на знак АЭХ).

Для определения T_C слоя (In,Fe)Sb с $T_g = 200^\circ\text{C}$ проводились исследования температурной эволюции зависимостей магнетосопротивления (MC). При ориентации внешнего магнитного поля в плоскости структуры при $T < T_C$ магнетосопротивление демонстрирует гистерезисный характер, что связано с преимущественно плоскостной магнитной анизотропией слоя (In,Fe)Sb. На рис. 2 представлены зависимости MC при различных температурах для исходной структуры (n-тип, рис. 2(a)) и после облучения с $F = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (p-тип, рис. 2(b)).

Для исходной структуры при 260 K наблюдается выраженная гистерезисная зависимость MC (менее выраженный гистерезис наблюдается и при 295 K). Для структуры после облучения с $F = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ уже при 240 K гистерезис не наблюдается. В работе [6] для (Ga,Fe)Sb и (In,Fe)Sb было теоретически показана зависимость T_C от положения E_F . Введение радиационных дефектов позволяет в (In,Fe)Sb изменять положение E_F . В исходной структуре E_F локализован в зоне проводимости, а после облучения (p-тип) в валентной зоне. Изменение T_C может быть связано с положением E_F .

Слои (In,Fe)As и InAs продемонстрировали слабую зависимость концентрации носителей заряда от флюенса. При изменении F от $1 \cdot 10^{12}$ до $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ наблюдалось снижение концентрации в 4 раза для

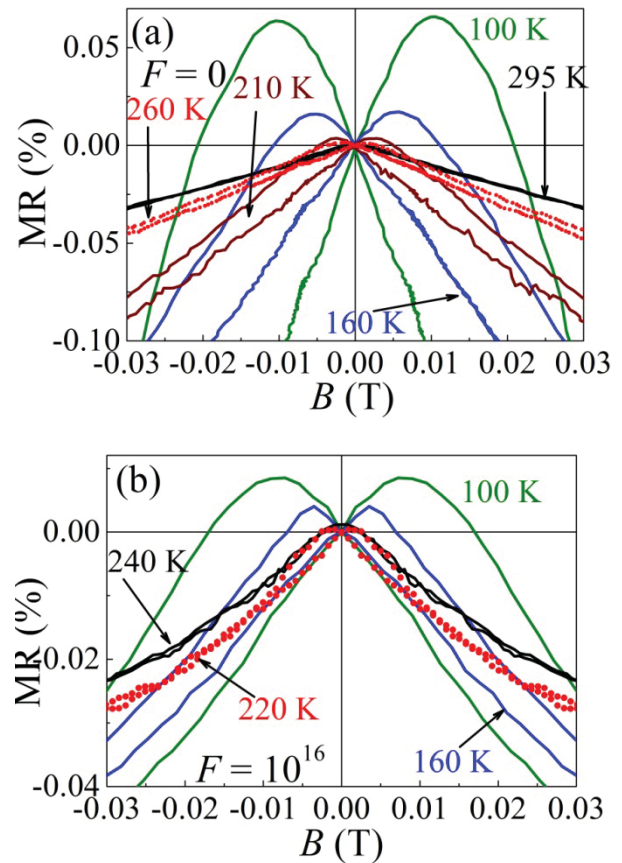


Рис. 2. Магнетосопротивление для (In,Fe)Sb с $T_g = 200^\circ\text{C}$ при различных T для исходного слоя (a) и после облучения с $F = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (b)

слоя InAs, для слоев (In,Fe)As концентрация практически не менялась. Подобное нетипичное для InAs поведение требует дополнительного исследования.

Работа поддержана проектом РФФ № 18-79-10088.

Литература

1. N.T. Tu, P.N. Hai, L.D. Anh and M. Tanaka // Phys. Rev. B. 92, 144403 (2015).
2. A.V. Kudrin, Yu. A. Danilov, V.P. Lesnikov et al. // J. Appl. Phys. 122, 183901 (2017).
3. N.T. Tu, P.N. Hai, L.D. Anh and M. Tanaka // Appl. Phys. Exp. 11, 063005 (2018).
4. P.N. Hai, L.D. Anh, S. Mohan et al. // Appl. Phys. Lett. 101, 182403 (2012).
5. В.Н. Брудный, В.М. Бойко, И.В. Каменская, Н.Г. Колин // ФТП В. 7, 802 (2004).
6. H. Shinya, T. Fukushima, A. Masago et al. // J. Appl. Phys. 124, 103902 (2018).

Создание эпитаксиальных гетероструктур на основе магнитных полупроводников (In,Fe)Sb и (Ga,Fe)Sb

А.В. Кудрин^{1,*}, В.П. Лесников¹, Ю.А. Данилов¹, О.В. Вихрова¹, М.В. Дорохин¹, Д.А. Павлов¹, Ю.В. Усов¹, В.Е. Милин¹, М.В. Ведь¹, Ю.М. Кузнецов¹, Р.Н. Крюков¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

*kudrin@nifti.unn.ru

Методом лазерного распыления в вакууме были получены многослойные гетероэпитаксиальные структуры на основе слоев *n*-типа (In,Fe)Sb и *p*-типа (Ga,Fe)Sb. Созданная трехслойная диодная *p-i-n* структура (In,Fe)Sb/GaAs/(Ga,Fe)Sb, полученная на *n*+ GaAs подложке при 200°C с содержанием Fe content of 10 ± 1 ат. %, содержит однофазные слои (In,Fe)Sb и (Ga,Fe)Sb и может рассматриваться как прототип устройства биполярной спинтроники.

Введение

В настоящее время достоверно не установлено являются ли атомы Fe электрически активной примесью в матрицах InSb и GaSb. Согласно имеющимся данным, примесь Fe в InSb и GaSb может формировать уровень в валентной зоне, что должно исключать возможность проявления донорных или акцепторных свойств в этих полупроводниковых матрицах [1,2]. Как показывают экспериментальные данные, слои (In,Fe)Sb демонстрируют электронную проводимость [2], а слои (Ga,Fe)Sb дырочную [2]. Это связано с определяющей ролью электрически активных дефектов, наличие которых обуславливает получение слоев InSb *n*-типа и слоев GaSb *p*-типа без использования электрически активной легирующей примеси. Слои (In,Fe)Sb и (Ga,Fe)Sb демонстрируют проявление спин-зависимых эффектов в транспорте носителей заряда вплоть до комнатной температуры [1,2]. В связи с указанным выше, представляет интерес формирование структуры, содержащей слои (In,Fe)Sb и (Ga,Fe)Sb, которая может рассматриваться как прототип структуры для биполярной спинтроники. Для формирования структуры типа *p-n* или *p-i-n* диода нужно разработать технологию эпитаксиального наращивания полупроводниковых слоев на поверхности железосодержащего магнитного полупроводника. Для *p-i-n* структуры подходящим материалом для *i* области является нелегированный GaAs. GaAs также является наиболее подходящим материалом в качестве подложки. Одной из основных проблем формирования многослойных структур на основе полупроводников (In,Fe)Sb, (Ga,Fe)Sb и GaAs является большое рассогласование постоянной кристалличе-

ских решеток, составляющее 14.6 % в паре InSb/GaAs и 7.8 % в паре GaSb/GaAs.

Результаты и обсуждение

Структуры сформированы методом импульсного лазерного распыления твердотельных мишеней в вакууме. Структуры различались количеством слоев, температурой роста и количеством вводимого Fe в слои (In,Fe)Sb и (Ga,Fe)Sb. Толщина слоев задавалась временем распыления мишеней. Структура А: буферный слой GaAs (≈ 25 нм), слой (In,Fe)Sb (≈ 40 нм), спейсерный слой GaAs (≈ 60 нм), слой (Ga,Fe)Sb (≈ 35 нм), покровный слой GaAs (≈ 15 нм). Слои GaAs не легировались. Технологическое содержание Fe составляло ≈ 19 ат. % и ≈ 17 ат. % для слоев (In,Fe)Sb и (Ga,Fe)Sb, соответственно. Температура ростового процесса составляла 300 °C. Структура В: слой (In,Fe)Sb (≈ 25 нм), спейсерный слой GaAs (≈ 30 нм), слой (Ga,Fe)Sb (≈ 15 нм). Слой GaAs не легировались. Технологическое содержание Fe составляло ≈ 17 ат. % и ≈ 13 ат. % для слоев (In,Fe)Sb и (Ga,Fe)Sb, соответственно. Температура ростового процесса составляла 200 °C. Исследование структур методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ) совместно с элементным энергодисперсионным анализом (ЭДС) показали, что температура роста 300 °C (структура А) не является подходящей для слоя (In,Fe)Sb, поскольку полученный слой содержит нановключения фазы чистого Fe. При этом в слое (Ga,Fe)Sb, полученном также при 300 °C, включений второй фазы обнаружено не было. На рис. 1 представлено ВРПЭМ изображение поперечного сечения струк-

туры В. Слои (In,Fe)Sb и (Ga,Fe)Sb, полученные при 200 °С являются однофазными. Характер роста всех слоев является эпитаксиальным.

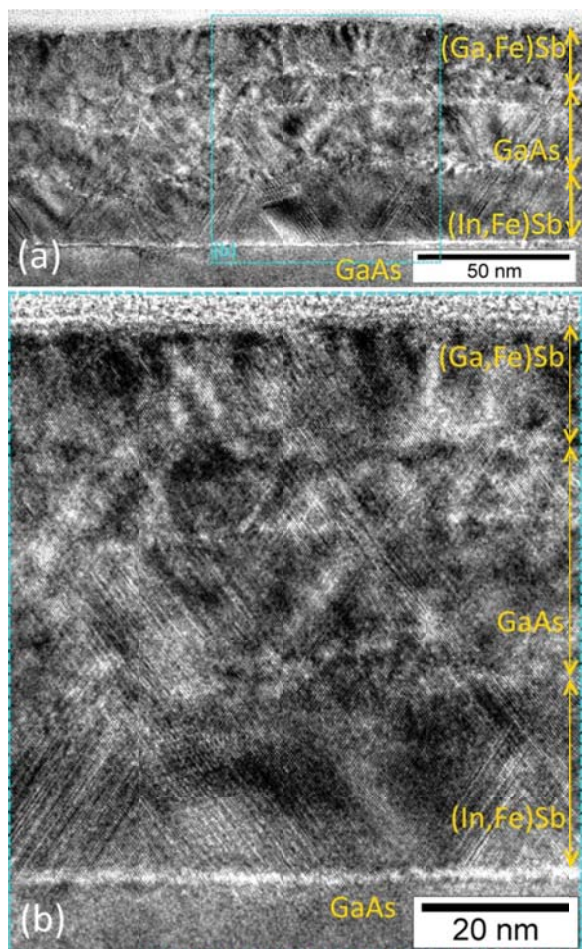


Рис. 1. Зависимости $R_H(B)$ для (In,Fe)Sb с $T_g = 200$ °С при 295 К до и после облучения. (а) Обзорное ПЭМ изображение структуры В. ВРПЭМ изображение области протяженностью 78 нм (увеличенная область в квадрате на рис. 1(а))

На рис. 2 представлены ЭДС карты распределения Ga, As, In, Sb и Fe. В отличие от структуры А, на ЭДС карте атомов Fe не наблюдается явных областей, обогащенных атомами Fe.

На рис. 3 представлены вольтамперные характеристики (ВАХ) при 300 и 77 К для структуры В. ВАХ свидетельствуют о том, что структура В функционирует как диод.

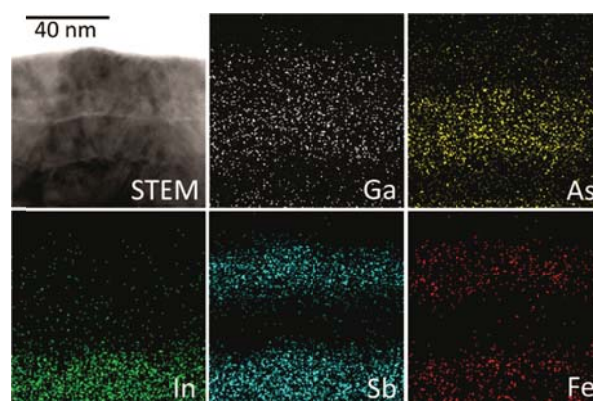


Рис. 2. ЭДС карты распределения Ga, As, In, Sb и Fe в структуре В

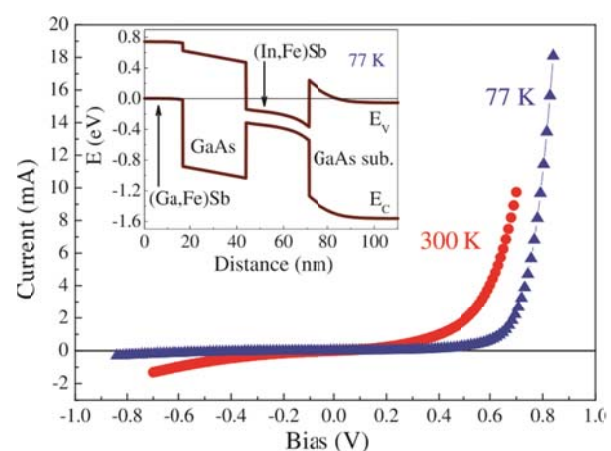


Рис. 3. ВАХ при 300 и 77 К для структуры В. На вставке представлена зонная диаграмма структуры

На вставке к рис. 3 представлена зонная диаграмма структуры. Полученные результаты позволяют заключить, что используемый технологический метод позволяет формировать многослойные гетероэпитаксиальные структуры на основе различных железосодержащих магнитных полупроводников [3].

Работа поддержана проектом РФФ № 18-79-10088.

Литература

1. A.V. Kudrin, Yu.A. Danilov, V.P. Lesnikov et al. // J. Appl. Phys. 122, 183901 (2017).
2. N.T. Tu, P.N. Hai, L.D. Anh and M. Tanaka // Phys. Rev. B. 92, 144403 (2015).
3. <https://arxiv.org/abs/1810.13271>

Аномальные эффекты Нернста-Эттингсгаузена и Холла в плёнках CoPt

Ю.М. Кузнецов^{1,2,*}, М.В. Дорохин^{1,§}, А.В. Здоровейщев¹, П.Б. Дёмина¹, А.В. Кудрин¹

¹НИФТИ ННГУ, проспект Гагарина 23а, Н. Новгород, 603950.

²Физический факультет ННГУ, проспект Гагарина 23а, Н. Новгород, 603950.

*yurakz94@list.ru, §dorokhin@nifti.unn.ru

В работе приводятся результаты исследования магнитопольевых зависимостей напряжения Холла и Нернста-Эттингсгаузена в тонкой ферромагнитной плёнке CoPt, сформированной на полуизолирующей подложке GaAs методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Показано наличие доминирующего вклада аномальной составляющей эффектов Холла и Нернста-Эттингсгаузена во всём интервале температур. Приведены экспериментально полученные температурные зависимости амплитуды эффектов, производится их сопоставление с феноменологической теорией.

Введение

Терромагнитные явления привлекают всё большее внимание как для анализа свойств полупроводниковых и металлических материалов, так и в качестве основы для построения источников электрической энергии. Измерение эффекта Нернста-Эттингсгаузена (НЭ) используется для анализа электрических свойств [1]. Помимо этого, в ферромагнитных структурах наряду с «обыкновенным» эффектом НЭ может регистрироваться и аномальный эффект НЭ (АЭНЭ) (по аналогии с аномальным эффектом Холла – АЭХ) [2]. Параметры АЭНЭ, в частности его знак, дают информацию о характере рассеяния носителей в ферромагнитных материалах выше и ниже точки Кюри и, в ряде случаев о механизмах ферромагнитного упорядочения.

В настоящей работе в качестве исследуемой структуры выступала тонкая (8 нм) ферромагнитная металлическая плёнка CoPt, сформированная на полуизолирующей подложке GaAs (100) методом электронно-лучевого испарения в вакууме.

Феноменологическая теория

Наличие ферромагнетизма в подобных плёнках было экспериментально подтверждено в ряде работ [3]. Практический интерес к этим плёнкам обусловлен возможностью их широкого применения при создании элементов спинтроники (спиновых светоизлучающих диодов, магниторезистивных элементов, зондов для исследований методом магнито-силовой микроскопии и др.) [3].

Согласно [4] величина напряжения НЭ определяется эмпирической формулой:

$$U_{NE} = Q_0 B \Delta T + Q_M M(B) \Delta T, \quad (1)$$

где Q_0 – обыкновенная постоянная НЭ, B – индукция внешнего магнитного поля, ΔT – разность температур между гранями структуры. (Приведённые величины нормированы на толщину слоя, далее такая нормировка используется по умолчанию).

Величина напряжения Холла выражается формулой:

$$U_H = R_0 B I + R_M M(B) I \quad (2)$$

где R_0, R_M – поверхностные обыкновенная и аномальная постоянные Холла, соответственно, I – ток через структуру, M – намагниченность [5].

В исследуемой плёнке в виду низкой подвижности свободных носителей заряда обыкновенные составляющие описанных выше эффектов малы ($R_0 \ll R_M$ и $Q_0 \ll Q_M$), что позволяет упростить формулы (1) и (2) и привести к системе уравнения вида:

$$Q = Q_M M \quad R_h = R_M M \quad (3)$$

где $Q = U_{NE}/\Delta T$ – нормированная постоянная АЭНЭ, $R_h = U_H/I$ – сопротивление Холла.

Малость обыкновенных составляющих в формулах (1-2) будет далее подтверждена экспериментально.

Согласно [4] аномальный коэффициент НЭ связан с слоевым сопротивлением (R_s) структуры эмпирическим соотношением:

$$Q/T = -(\alpha + \beta R_s) \quad (4)$$

где α и β – эмпирические коэффициенты. Знак второго коэффициента показывает, какие электроны участвуют в рассеянии ($\beta < 0$ – электроны d -орбитали, $\beta > 0$ – электроны f -орбитали).

Результаты эксперимента

В ходе эксперимента были зарегистрированы магнитопольные зависимости напряжения НЭ и Холла в широком интервале температур (10-360)К. На рисунке 1 приведены зависимости при средней температуре структуры 250К:

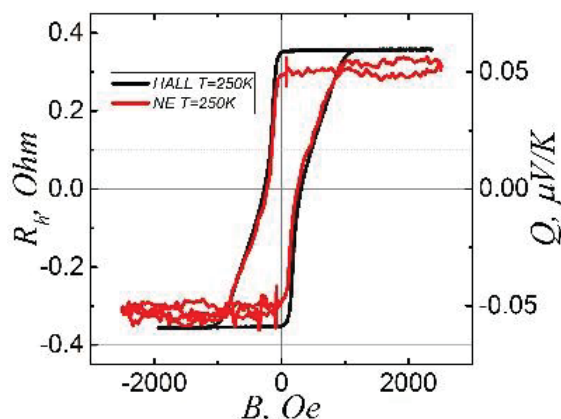


Рис. 1. Магнитопольные зависимости АЭХ и АЭНЭ

По своему виду магнитопольная зависимость напряжения НЭ повторяет магнитопольную зависимость напряжения Холла, что согласуется с литературными данными [1]. Очевидно, что величина напряжения НЭ зависит от намагниченности структуры, поэтому при выключении внешнего магнитного поля, величина поперечного напряжения практически не изменяется за счёт остаточной намагниченности плёнки. По полученным экспериментальным данным была построена зависимость величины аномального коэффициента НЭ при насыщении намагниченности от слоевого сопротивления в относительных единицах:

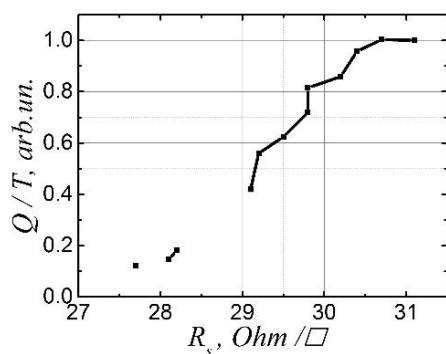


Рис. 2. Зависимость величины Q/T от слоевого сопротивления

Полученные экспериментальные кривые при температурах выше 150 К хорошо описываются выражением (4), что подтверждает достоверность представленной выше феноменологической теории. Из рисунка 2 видно, что коэффициент $\beta < 0$, что свидетельствует об участии в спинзависимом рассеянии электронов d -орбитали. Также на основе полученных экс-

периментальных данных была построена зависимость коэффициента в области насыщения намагниченности АЭХ:

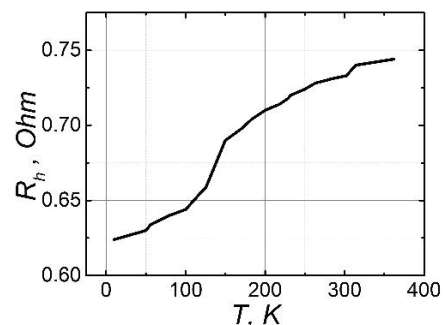


Рис. 3. Экспериментально полученная температурная зависимость аномального коэффициента Холла в области насыщения намагниченности

Из рисунка 3 видно, что с ростом температуры величина коэффициента АЭХ растёт, что связывается с повышением сопротивления слоя CoPt (известно, что $R_M \sim T^\eta$, $\eta = 1 - 2$). В области температур около 125К наблюдается довольно резкий скачок амплитуды эффекта. Достоверных причин этому явлению пока не найдено, существует предположение, что такое поведение амплитуды АЭХ связано с температурной зависимостью сопротивления исследуемой структуры.

Выводы

В работе показано, что у намагниченной структуры наблюдается гигантский поперечный термоэлектрический эффект, который сохраняется до тех пор, пока поддерживается разность температур или плёнка не размагничивается. Результаты данного эффекта являются прекрасной демонстрацией применения тепловой спинтроники, что позволяет получить ещё одну степень свободы при развитии приборов электроники, работающих на принципе управления спинами свободных носителей заряда.

Работа выполнена при поддержке РФФ 17-79-20173.

Литература

1. А.Д. Арсеньева и др., // ФТТ., т. 33, вып. 5, с. 1443, (1991).
2. Е.И. Кондорский и др. // Письма в ЖЭТФ, т.10, с.78, (1969).
3. А.В. Здравейцев и др., // ФТТ, т. 58, с.1649 (2016).
4. Р.П. Васильева // Физика металлов и металловедение, т. 90, № 1, с. 108, (2000).
5. А.В. Кудрин // ФТТ, т.59, вып.11, с. 2200, (2017).

Генерация магнитоиндуцированной второй гармоники на границе раздела кобальта с немагнитными металлами

К.А. Лазарева¹, В.В. Радовская¹, Е.Е. Шалыгина¹, Н.С. Гусев², Е.А. Караштин²,
А.А. Фраерман², А.И. Майдыковский¹, Т.В. Мурзина^{1*}, И.А. Колмычек¹

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 62, 119991, Москва.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

* murzina@mail.ru

Исследована генерация второй оптической гармоники в бислойных наноструктурах кобальт+немагнитный металл (Pt, Ta, Au, Ag, W, Cu). Экспериментально показано, что в геометрии меридионального магнитооптического эффекта Керра наблюдается нечетное по намагниченности изменение интенсивности ВГ, запрещенное для однородно намагниченных магнитных материалов.

Введение

Изучение магнитных свойств границ раздела ферромагнетиков с немагнитными металлами привлекает внимание исследователей в течение уже длительного времени. Это связано как с фундаментальным интересом к поверхностному и интерфейсному магнетизму, так и с практической важностью вопроса, поскольку вклад приповерхностных слоев играет все большую роль в функционировании магнитных наноструктурированных материалов. В ряде работ было показано, что для комбинации определенных материалов, таких, например, как кобальт и платина, на границах раздела возможно формирование сложных видов распределений намагниченности и изменения магнитной анизотропии [1], при этом характерная толщина соответствующего приграничного слоя составляет единицы нанометров.

Для изучения магнитных свойств границ раздела используются несколько наиболее популярных экспериментальных методов, таких как рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, магнитосиловая микроскопия, определенную информацию можно получить при изучении структур магнитооптическими методами. Среди прочих, эффект генерации оптической второй гармоники (ВГ) известен благодаря его чувствительности к свойствам скрытых границ раздела и поверхностей [2], возникающей из-за строгого симметричного запрета на существование нелинейной восприимчивости второго порядка в объеме центросимметричных сред в электрическом дипольном приближении. Нарушение симметрии по отношению к инверсии пространства, реализуемое на поверхности и границах раздела центро-

симметричных сред, приводит к появлению дипольной поверхностной квадратичной восприимчивости, являющейся источником генерации ВГ. В случае магнитных сред и их поверхностей, аналогично линейным магнитооптическим эффектам, появляются их нелинейно-оптические аналоги, в том числе магнитооптический эффект Керра на частоте второй гармоники. Как показано в ряде работ, этот метод позволяет изучать магнитные свойства монослоев и наноструктур на основе магнитных металлов, поверхностные состояния в пленках магнетиков, и проч. [2] Нами ставилась задача изучения магнитных свойств границ раздела ферромагнетика (кобальт) и немагнитных материалов методом генерации магнитоиндуцированной оптической второй гармоники. Основные усилия были направлены на выявление неоднородных состояний намагниченности.

Методика эксперимента

Двуслойные структуры, состоявшие из пленки кобальта толщиной 20 нм и слоя немагнитного металла (Me=Pt, Ta, W, Au, Ag), либо диэлектрика MgO толщиной 3 нм, изготовлены в ИФМ РАН методом магнетронного напыления. Показано, что границы слоев являются структурно гладкими, пленки кобальта имеют магнитную анизотропию типа легкая плоскость. Малая толщина верхнего слоя немагнитного материала позволила проводить измерения перемагничивания структуры методами магнитооптики, при приложении к структуре меридионального магнитного поля напряженностью до 1.5 кГс. Аналогичные исследования, характеризующие магнитные свойства границ раздела кобальта

с немагнитным материалом, были проведены методом генерации ВГ в геометрии меридионального магнитооптического эффекта Керра (МОКЭ), при этом для однородно намагниченных поверхностей ожидается нечетный по приложенному магнитному полю поворот плоскости поляризации. В экспериментах по генерации ВГ в качестве накачки использовался Ti-sar лазер с длительностью импульса 100 фс; отраженное излучение ВГ спектрально выделялось набором фильтров и регистрировалось в режиме счета фотонов. Схема эксперимента приведена на рис. 1а.

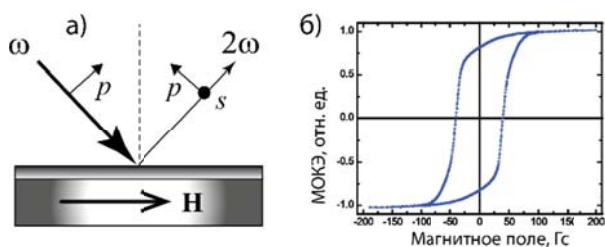


Рис. 1. (а) Схема эксперимента по генерации отраженной ВГ в схеме меридионального магнитооптического эффекта Керра. (б) Гистерезис меридионального МОКЭ для бислоистой структуры Co(20 нм)/Pt(3 нм)

Результаты и обсуждение

Типичная зависимость МОКЭ от меридионального магнитного поля для бислоистой структуры Pt(3нм)/Co(20нм) приведена на рис. 1б. Видно, что насыщение эффекта достигается в поле около 100 Гс, коэрцитивность составляет ≈ 50 Гс, что соответствует данным магнитометрии. Различия формы петель гистерезиса МОКЭ, наблюдающиеся для разных азимутальных положений структуры в меридиональном магнитном поле, указывают на наличие магнитной анизотропии в данных структурах.

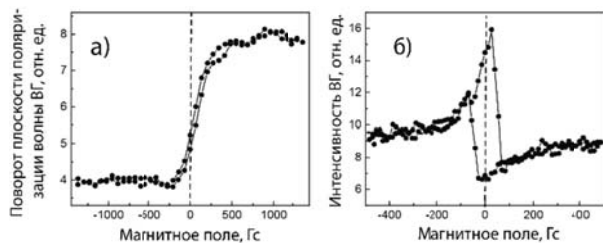


Рис. 2. Зависимости поворота плоскости поляризации волны ВГ (а) и интенсивности р-поляризованной ВГ (б) от напряженности меридионального магнитного поля для структуры Co(20 нм)/Pt(3 нм)

На рис. 2 приведены зависимости от магнитного поля поворота плоскости поляризации волны ВГ (а) и интенсивности р-поляризованной ВГ для струк-

туры Co(20 нм)+Pt(3 нм). В обоих случаях наблюдается значительное изменение параметров ВГ, насыщение зависимостей наблюдается в поле выше 300 Гс, т.е. значительно превышает результаты, полученные из линейных магнитооптических измерений. С учетом преимущественной локализации источников генерации ВГ на интерфейсе, это может указывать на отличие магнитных свойств границы раздела от свойств объема пленки кобальта.

Согласно анализу симметрии квадратичного отклика однородных магнитных сред, интенсивность р-поляризованной ВГ не зависит от меридионального магнитного поля, что противоречит данным эксперимента (рис. 2б): в поле $|H| > 100$ Гс наблюдается контраст интенсивности ВГ. Можно предположить, что для границы раздела Co/Pt реализуется сложное распределение намагниченности, что соответствует литературным данным [1].

Отметим, что контраст интенсивности ВГ сохраняется для бислоев Co/Pt при напряженности магнитного поля до ≈ 500 Гс и исчезает в поле $1 \div 1.5$ кГс, аналогично случаю Co/Ta, тогда как для структур Co/(Au, Ag, Cu, W, MgO) отсутствует аналогичная модуляция интенсивности р-поляризованной ВГ при $H > 100$ Гс. Это выделяет тяжелые металлы Pt и Ta и позволяет предположить, что их наличие в бислоистой структуре приводит к выраженной неоднородности распределения намагниченности на интерфейсе.

Заключение

Таким образом, в работе исследована генерация магнитоиндуцированной второй гармоники в планарных бислоистых структурах из кобальта и немагнитных материалов. Показано, что в геометрии меридионального эффекта Керра для структур Co/Pt и Co/Ta наблюдается «запрещенный» по симметрии интенсивностный эффект на частоте ВГ.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 19-02-00826; работа по созданию наноструктур выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12-10340).

Литература

1. X. Ma, G. Yu, X. Li et al. // Phys. Rev. B, V. 94, 180408 (R) (2016).
2. O.A. Aktsipetrov, T.V. Murzina, E.M. Kim et al. // J. Opt. Soc. Am. B, V. 22, 137 (2005).

Статические и динамические петли гистерезиса магнитных пленок и гетероструктур

**М.В. Логунов¹, С.А. Никитов^{1,2}, С.С. Сафонов^{1*}, А.С. Ильин¹,
А.И. Стогний³, А.Г. Темиряев⁴**

¹ Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, корп. 7, Москва, 125009.

² Московский физико-технический институт (ГУ), Институтский пер., 9, г. Долгопрудный Московской области, 141701.

³ ГНПО «НПЦ НАНБ по материаловедению», ул. П. Бровки, 19, Минск, Белоруссия, 220072.

⁴ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 125009.

*sergej-safonov-81@bk.ru

Представлены результаты исследования параметров статических и динамических петель гистерезиса структурированных магнитных пленок и гетероструктур. Показано, что коэрцитивная сила пленок ферритов-гранатов в области магнитных полей, соответствующих движению доменных границ, в результате послойного травления до 90% толщины пленок не превышает 0,6 Э, что представляет интерес при использовании пленок в устройствах на базе доменных границ и других наноразмерных спиновых структур.

Введение

При разработке устройств оптоэлектроники и спинтроники используются различные приемы для обработки и модификации пленок, входящих в гибридные гетероструктуры. Особый интерес представляет получение 3D структур с разнообразными свойствами [1, 2]. В этом случае возникает необходимость формирования пленок с заданным профилем толщины и, как правило, ряд параметров пленок при этом зависят от толщины пленки. Активно исследуются новые магнитные материалы и методы управления магнитным состоянием пленок и структур. Например, применение мультиферроидных материалов позволяет значительно снизить затраты энергии на переключение состояния элементов спинтроники [3], так же как и в случае использования лазерных импульсов для изменения магнитного состояния пленок [4, 5]. Для устройств на базе доменных границ и скирмионов [1, 5, 6] на первый план выходят задачи формирования однородных пленок с малой коэрцитивной силой, что необходимо для снижения эффектов закрепления при движении доменных границ и других наноразмерных спиновых структур.

В данной работе представлены результаты исследования параметров статических и динамических петель гистерезиса структурированных магнитных пленок и гетероструктур, в частности, монокристаллических пленок ферритов-гранатов.

Методика и результаты эксперимента

Для регистрации статических и динамических петель гистерезиса использовали магнитооптические методики на базе эффектов Фарадея и Керра. Максимальная частота при регистрации динамических петель гистерезиса определяется индуктивностью перемещающейся системы и параметрами усилителя мощности для питания электромагнита, и в нашем случае составляла 1 МГц. При изучении динамических магнитоупругих явлений в случае использования мультиферроидных материалов для изменения магнитного состояния можно использовать электрическое поле. При этом лимитирующим фактором является постоянная времени устройства RC, что приводит к необходимости использования образцов малых размеров или к их структурированию. В обоих случаях для повышения отношения сигнал/шум в канале регистрации состояния образца использовали дифференциальный фотодетектор, осциллограф с разрешением АЦП до 16 бит, а также алгоритмы накопления и усреднения сигналов перемещения. Методики реализованы для изучения зависимостей параметров петель гистерезиса монокристаллических пленок ферритов-гранатов от толщины пленок при травлении вплоть до полного стравливания пленки.

Для глубокого анизотропного травления пленок ферритов-гранатов применяли метод медленного

ионно-лучевого распыления пучком ионов кислорода, модифицированный для задач вплоть до полного стравливания плёнок микронных толщин на подложке [7]. Как результат модификации метода, рельеф исходной поверхности в процессе распыления становится более гладким и менее дефектным по сравнению с исходным состоянием. В условиях медленного распыления обеспечиваются режимы, когда глубина нарушенного облучением пучком ионов кислорода дефектного слоя сопоставима с постоянной решетки феррита-граната и не превышает толщину естественного нарушенного поверхностного слоя ростовой и релаксирующей природы происхождения, которая превышает по размерам двести постоянные решетки феррита-граната.

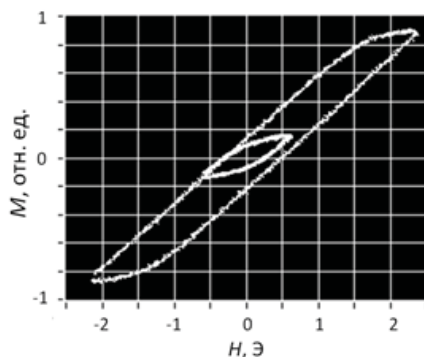
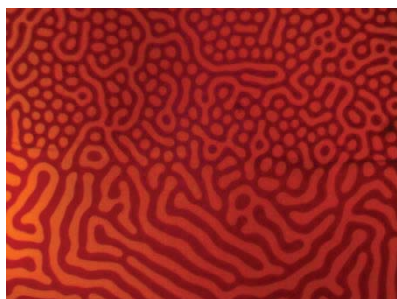


Рисунок. Доменная структура на стыке двух областей плёнки толщиной 3,6 мкм (вверху) и 2,5 мкм (внизу), и петли гистерезиса плёнки для максимального магнитного поля $H_{\max} = 0,6$ и $2,4$ Э

Толщину плёнок изменяли послойно, с шагом в несколько процентов от первоначальной толщины плёнки. Для каждой толщины плёнки регистрировали семейство частных и предельных петель гистерезиса и, таким образом, изучали эволюцию петель гистерезиса пленок при глубоком послойном трав-

лении. Показано, что среднеквадратичная шероховатость поверхности плёнки практически не изменяется и остается на уровне $RMS \sim 0,5$ нм вплоть до стравливания 90% толщины плёнки таким методом. Благодаря медленному процессу распыления и включению заключительного этапа травления по удалению структурно-нарушенного слоя, в результате послойного травления коэрцитивная сила пленок (рис.) изменяется незначительно.

Заключение

Исследованы зависимости параметров петель гистерезиса монокристаллических плёнок ферритов-гранатов от толщины плёнок в результате послойного травления плёнок методом медленного ионно-лучевого распыления пучком ионов кислорода. Показано, что коэрцитивная сила плёнок в области магнитных полей, соответствующих движению доменных границ, в результате послойного травления до 90% толщины плёнок не превышает $0,6$ Э, что важно при использовании пленок в устройствах на базе доменных границ и других наноразмерных спиновых структур.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18-52-16006, 18-29-27020.

Литература

1. A. Fernandez-Pacheco, R. Streubel, O. Fruchart et al. // *Nature Communications*, V. 8, 15756 (2017).
2. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. A. Odincov et al. // *Appl. Phys. Lett.* V. 108, 172411 (2016).
3. M. Trassin // *J. Phys.: Condens. Matter.* V. 28, 033001 (2016).
4. A. Stupakiewicz, K. Szerenos, D. Afanasiev et al. // *Nature* V. 542, 71 (2017).
5. M. V. Gerasimov, M. V. Logunov, A. V. Spirin et al. // *Phys. Rev. B* V. 94, 014434 (2016).
6. D. Sander, S. O. Valenzuela, D. Makarov et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* V. 50, 363001 (2017).
7. R. Gieniusz, P. Gruszecki, M. Krawczyk et al. // *Scientific Reports* V. 7, 8771 (2017).

Электроны в квазиодномерных волноводах со спин-орбитальным взаимодействием и массивом тонких поперечных магнитных полосок

А.И. Малышев, А.С. Козулин, Н.Е. Курбакова

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

* malyshev@phys.unn.ru

Исследованы зонная структура спектра и транспортные свойства квазиодномерного электронного волновода со спин-орбитальным взаимодействием, характеризующимся коллинеарным эффективным магнитным полем, содержащем массив тонких поперечных магнитных полосок, формирующих сверхрешетку.

Как известно, одним из перспективных направлений исследований в области спинтроники является изучение низкоразмерных электронных систем, характеризующихся дополнительной спиновой симметрией [1]. В таких системах связанное со спин-орбитальным взаимодействием (далее СОВ) эффективное магнитное поле, зависящее от импульса электрона, является коллинеарным некоторому выделенному в пространстве направлению. Ранее в работах [2, 3] были получены общие условия формирования коллинеарного эффективного магнитного поля в различных двумерных электронных системах с СОВ.

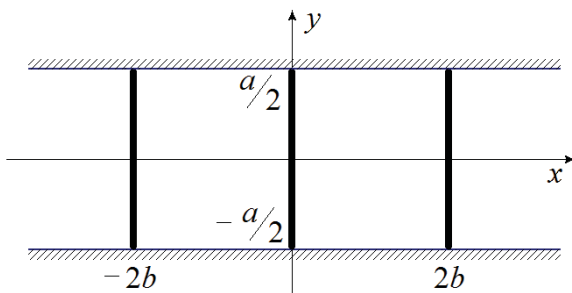


Рис. 1. Схематическое изображение квазиодномерного волновода ширины a с массивом тонких поперечных магнитных полосок

Данная работа посвящена изучению зонной структуры спектра и транспортных свойств квазиодномерного электронного волновода с СОВ, характеризующимся коллинеарным эффективным магнитным полем, содержащем также массив тонких поперечных магнитных полосок, формирующих сверхрешетку (рис. 1). Рассматриваемой системе может быть поставлен в соответствие следующий модельный гамильтониан:

$$\hat{H} = \left(\hbar^2 (\hat{k}_x^2 + \hat{k}_y^2) / 2m + V_C(y) \right) \hat{\sigma}_0 + \hbar (\vec{Q}, \hat{k}) \hat{S}_{\vec{n}} / m + \left((\vec{J}, \hat{\sigma}) - U_0 \hat{\sigma}_0 \right) \sum_{l=-\infty}^{\infty} \delta(x - 2bl),$$

где $V_C(y)$ – потенциал конфайнмента, описывающий бесконечно глубокую яму ширины a в направлении оси y , $\hat{\sigma}_0$ – единичная матрица 2×2 , \vec{Q} – «волшебный» вектор [2-4] исходной двумерной электронной системы, определяемый параметрами СОВ, $\hat{\sigma}$ – вектор, составленный из матриц Паули, $\hat{S}_{\vec{n}}$ – оператор проекции спина на направление коллинеарного эффективного магнитного поля.

Последнее слагаемое гамильтониана содержит вектор \vec{J} , характеризующий полное обменное взаимодействие носителей заряда в волноводе с магнитными моментами атомов, образующих магнитные полоски.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках выполнения проектной части госзадания № 3.3026.2017/ ПЧ.

Литература

1. J. Schliemann // Rev. Mod. Phys., V. 89, 011001 (2017).
2. M. Kammermeier, P. Wenk, J. Schliemann // Phys. Rev. Lett., V. 117, 236801 (2016).
3. A. S. Kozulin, A. I. Malyshev // Phys. Rev. B, V. 99, 035305 (2019).
4. B. A. Bernevig, J. Orenstein, S.-C. Zhang // Phys. Rev. Lett., V. 97, 236601 (2006).

Распространение спиновых волн в магнитных микроволноводах с нарушением трансляционной симметрии

А.А. Мартышкин^{1*}, А.В. Садовников¹, Е.Н. Бегинин¹, Ю.П. Шараевский¹, С.А. Никитов^{1,2}

¹ Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

² Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, корп. 7, Москва, 125009.

*aamartyshkin@gmail.com

В докладе представлены результаты исследований динамики спиновых волн, распространяющихся в нерегулярных магнитных микроволноводах с помощью микромагнитного моделирования. Показано, что путем структурирования тонких магнитных пленок становится возможным контролировать свойства спин-волнового транспорта.

Введение

Нерегулярные ферритовые волноведущие структуры в настоящее время представляют большой интерес в связи с тем, что могут быть использованы как базовые элементы функциональных устройств: интерферометров, мультиплексоров, фильтров и ответвителей [1]. Возможность структурирования магнитного материала на подложке позволяет управлять свойствами распространяющихся в них спиновых волн [2]. Важным критерием выбора материала для волноведущей структуры из феррита является длина распространения СВ. Тонкие пленки железо-иттриевого граната [Y₃Fe₅O₁₂ (111)] (ЖИГ) обладают низким значением затухания СВ и длина распространения составляет порядка единиц миллиметров при комнатной температуре.

В данной работе с помощью микромагнитного моделирования основанного на методе конечных разностей было проведено исследование динамики распространения магнитостатических волн в нерегулярных ЖИГ волноводах с нарушением трансляционной симметрии.

Результаты микромагнитного моделирования

Одним из способов управления свойствами СВ является нарушение трансляционной симметрии, которое достигается путём создания нерегулярных магнитных микроструктур, при этом ключевую роль в управлении спектром спиновых волн начинает играть неоднородное распределение внутренних магнитных полей в магнитной микроструктуре.

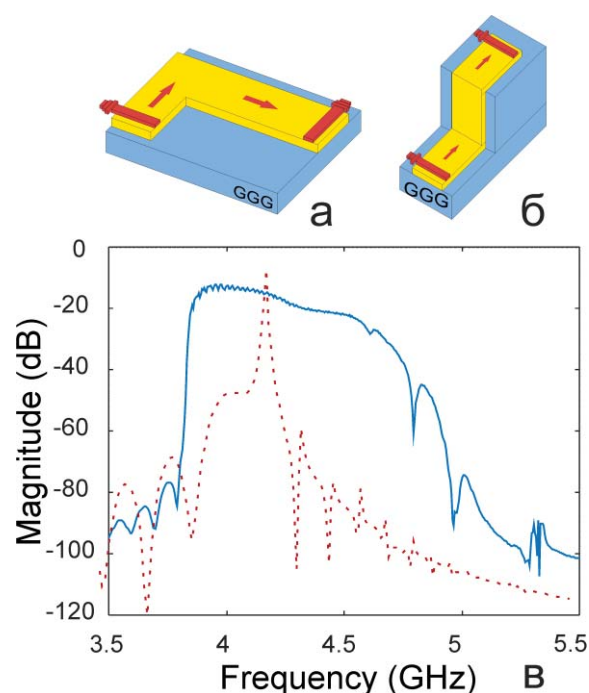


Рис. 1. а, б – схематическое изображение волноводов; в – амплитудно-частотные характеристики

На рисунке 1 схематически изображены магнитные микроволноводы с нарушением трансляционной симметрии: а) планарный волновод, б) волновод в форме «ступеньки». На рисунке 1 (в) показаны спектральные характеристики волноводов для планарного и «ступеньчатого» волновода (сплошной и пунктирной линией соответственно)

Структуры, толщиной 10 мкм, помещены в магнитное поле $H = 1200$ Э. Направление магнитного поля изменяется для эффективного возбуждения поверхностной магнитостатической (ПМСВ). Ширина планарного микроволновода составляет 500 мкм.

В данной работе показана возможность уширения полосы прохождения ПМСВ при нарушении трансляционной симметрии по оси z , что соответствует структуре показанной на рисунке 1 (б).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 18-57-00006) и (18-29-27026).

Литература

1. A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, V. V. Kruglyak, *et al.*//Physical Review B, 96, 060401(R) (2017)
2. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, V. A. Gubanov, *et al.* //Applied Physics Letters, 112, 142402 (2018)

Металлические спиновые клапаны с синтетическим антиферромагнетиком и управляемыми функциональными характеристиками

М.А. Миляев^{1, 2, *}, Л.И. Наумова^{1, 2}, И.К. Максимова¹, А.Ю. Павлова¹, В.В. Устинов^{1, 2}

¹Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

²Уральский Федеральный Университет, ИЕНиМ, ул. Мира, Екатеринбург, 19620002.

*milyaev@imp.uran.ru

Исследованы магниторезистивные свойства спиновых клапанов с синтетическим антиферромагнетиком и микрообъектов на их основе. Показано, что управление спин-флоп состоянием в синтетическом антиферромагнетике, позволяет изменять направление оси однонаправленной анизотропии в процессе термомагнитной обработки. Данный подход дает возможность формирования оптимального расположения осей анизотропии по отношению к микрообъекту и реализации безгистерезисного механизма перемагничивания свободного слоя в микрообъектах сложной формы (меандрах). Внимание уделено вопросу получения нечетной полевой зависимости магнитосопротивления.

Введение

Простейший спиновый клапан включает в себя два разделенных слоев меди ферромагнитных слоев, намагниченность одного из которых закреплена обменным взаимодействием с соседним слоем антиферромагнетика. Второй ферромагнитный слой называется свободным и перемагничивается в слабых магнитных полях.

В аналоговых устройствах используют спиновые клапаны с малой шириной (H_c) и малым сдвигом (H_j) низкополевой петли гистерезиса от $H = 0$. Для уменьшения H_c формируют взаимно перпендикулярное расположение оси однонаправленной анизотропии (ООА) и оси легкого намагничивания (ОЛН) с помощью термомагнитной обработки (ТМО). ТМО включает в себя отжиг и охлаждение в магнитном поле, приложенном перпендикулярно ОЛН. Для спиновых клапанов с синтетическим антиферромагнетиком (САФ) можно направить ООА \perp ОЛН путем ТМО в поле (H_{sf}), соответствующем спин-флоп состоянию в САФ. Однако для микрообъектов сложной формы, изготовленных из спиновых клапанов с САФ, перемагничивание остается гистерезисным даже при ООА \perp ОЛН.

В настоящей работе предложен способ получения безгистерезисной полевой зависимости магнитосопротивления для сенсорного элемента с формой меандра, изготовленного из спинового клапана с САФ. Для спиновых клапанов на основе сплава

$Co_{70}Fe_{20}Ni_{10}$ проведено исследование микроструктуры и особенностей межслойного взаимодействия, которые используются для управления сдвигом низкополевой петли гистерезиса.

Эксперимент

Методом магнетронного напыления изготовлены две серии спиновых клапанов с антиферромагнетиком $Fe_{50}Mn_{50}$ и САФ: 1) на основе сплава $Co_{90}Fe_{10}$ с обменно-связанной структурой $Ni_{80}Fe_{20}(25)/Ru(14)/Ni_{80}Fe_{20}(35)$ в свободном слое и 2) на основе сплава $Co_{70}Fe_{20}Ni_{10}$ с буферным слоем $Ta(50)/(Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}(50)$. Толщины слоев указаны в ангстремах. Магнитосопротивление определяли как $\Delta R/R_s = [(R(H) - R_s)/R_s] \times 100\%$, где $R(H)$ – сопротивление образца в магнитном поле и R_s – сопротивление в поле насыщения (H_{sat}).

Результаты и обсуждение

В меандрах, изготовленных из спиновых клапанов $Ta(50)/NiFe(25)/Ru(14)/NiFe(35)/CoFe(35)/Cu(36)/CoFe(35)/Ru(8)/CoFe(30)/FeMn(100)/Ta(50)$ (серия 1), угол между ООА и ОЛН $\varepsilon = 90^\circ$ был сформирован разными способами. После ТМО в поле 9 кЭ и $H_{ann} \perp$ ОЛН, $H_{ann} > H_{sat}$, перемагничивание свободного слоя осталось гистерезисным (рис.1). После экспериментального определения $|H_{sf}| = 0.2$ кЭ [1], угол $\varepsilon = 90^\circ$ был сформирован ТМО при $H_{ann} = H_{sf}$, $H_{ann} \parallel$ ОЛН. Гистерезис составил $H_c = 3$ Э. Варьирование угла ε проводили посредством управления

спин-флоп состоянием, выбирая поля H_{ann} , близкие по величине к H_{sf} . Гистерезис был подавлен при $0.5 \leq H_{ann} \leq 1.1$ Э и $110^\circ \geq \varepsilon \geq 130^\circ$ (рис. 1). Чувствительность сенсорного элемента после ТМО составила 0.2 %/Э.

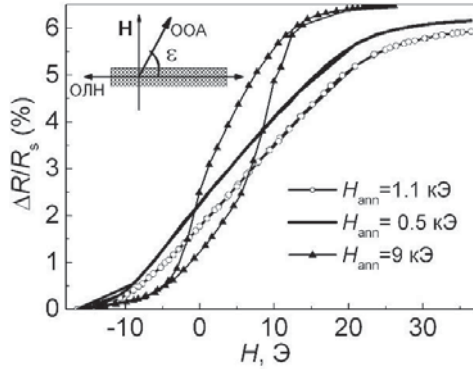


Рис. 1. Низкополевые петли гистерезиса для меандра с шириной полос 10 мкм, после ТМО в поле 9 кЭ и в полях спин-флоп перехода (1.1 и 0.5 кЭ). На вставке – расположение ООА, ОЛН и поля по отношению к полосе меандра

Исследования показали, что спиновые клапаны Ta(50)/NiFeCr(50)/CoFeNi(35)/Cu(t_{Cu})/CoFeNi(35)/Ru(8)/CoFeNi(30)/FeMn(100)/Ta(50) (серия2) обладают гладкими межслойными границами и высокоупорядоченной микроструктурой. Поэтому взаимодействие между разделенными медью ферромагнитными слоями является преимущественно РККИ, что приводит к осцилляциям сдвига H_j (рис. 2). При толщине слоя меди $t_{Cu} = 20$ Å, соответствующей второму антиферромагнитному максимуму, получено сочетание большой величины магнитосопротивления и нулевого сдвига низкополевой петли.

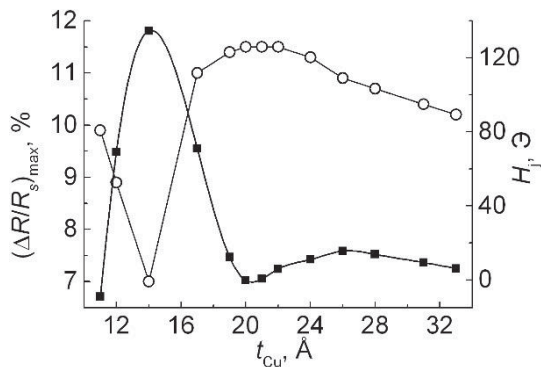


Рис. 2. Зависимости максимального магнитосопротивления и сдвига низкополевой петли (темные и светлые символы, соответственно) от толщины слоя меди t_{Cu}

Для таких спиновых клапанов не нужно уменьшать ширину полос микрообъекта до нескольких микрон, добиваясь уменьшения H_j и теряя чувствительность. Из пленки спинового клапана с толщиной $t_{Cu} = 20$ Å были изготовлены меандры с шириной полос: 20, 30 и 40 мкм. Для подавления гистерезиса во всех меандрах с помощью ТМО в поле, близком к H_{sf} , был сформирован угол ε между ООА и ОЛН в диапазоне $110^\circ \geq \varepsilon \geq 130^\circ$. Для сенсорных элементов с шириной полос 20, 30 и 40 мкм чувствительность составила 0.36, 0.46 и 0.51 %/Э. Нечетная рабочая характеристика (рис. 3) в сочетании с высокой чувствительностью получены без использования магнитных концентраторов или дополнительных постоянных магнитов.

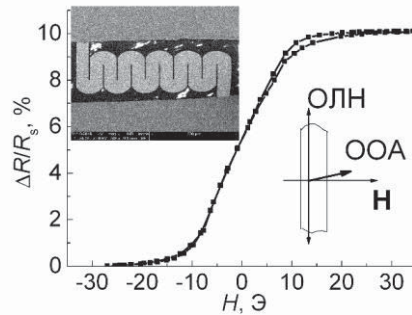


Рис. 3. Полевая зависимость магнитосопротивления меандра с шириной полос 30 мкм. На вставке слева – изображение меандра, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа; справа – расположение полосы меандра, ООА, ОЛН и поля при измерении

Заключение

Полученные сенсорные элементы, обладают перспективными для применения характеристиками: магнитосопротивлением свыше 10%, чувствительностью до 0.5%/Э и нечетной безгистерезисной характеристикой в интервале слабого магнитного поля от -10 до +10 Э.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» АААА-А18-118020290104-2 и при поддержке РФФИ (грант 19-02-00057).

Литература

1. M. Milyaev, L. Naumova, T. Chernyshova, V. Proglyado, I. Kamensky, V. Ustinov // IEEE Trans. on Magn., V. 52, 2301104 (2016).

Пиннинг доменной стенки в гибридной нанопроволоке Co-CoPt

В.Л. Миронов, О.Л. Ермолаева

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

В работе приводятся результаты микромагнитного моделирования процессов пиннинга и депиннинга доменной стенки в многослойной ферромагнитной нанопроволоке, состоящей из двух магнитных слоев с различным типом магнитной анизотропии. Исследованы особенности перемагничивания данной системы во внешнем магнитном поле. Исследован пиннинг доменной стенки в слое Co на неоднородном распределении намагниченности в слое CoPt. Обсуждается возможность реализации магнитных логических ячеек, выполняющих логические операции «И» и «ИЛИ».

В последнее время наблюдается повышенный интерес к исследованиям управляемого пиннинга доменных стенок в ферромагнитных нанопроволоках (НП), обусловленный, прежде всего, перспективами использования таких эффектов для разработки устройств магнитной логики [1–3]. Процесс вычислений в таких устройствах основан на управлении движением доменной стенки под действием внешнего магнитного поля или спин-поляризованного тока. В предыдущих работах нами исследовался пиннинг доменной стенки в планарных системах ферромагнитных наночастиц и нанопроволок и была показана возможность реализации на их основе различных логических ячеек. Настоящая работа посвящена исследованию многослойной системы CoPt-Co.

Исследования процессов перемагничивания во внешних полях проводились на основе микромагнитного моделирования в программном пакете Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) [4]. Латеральные размеры нанопроволоки 100 на 1 мкм, толщина CoPt 20 нм, размер ячейки 5x5x5 нм. Были рассмотрены следующие магнитные параметры системы: константа анизотропии $K_{\text{CoPt}}=6 \cdot 10^{-5}$, $K_{\text{Co}}=0$; обменная константа $A_{\text{CoPt}}=15 \cdot 10^{-12}$ Дж/м, $A_{\text{Co}}=10^{-12}$ Дж/м, $A_{\text{CoPt-Co}}=15 \cdot 10^{-12}$ Дж/м. Нанопроволока имеет специальную форму заостренную на одном конце и с круглой затравочной частью с другой стороны, для того, чтобы доменная стенка зарождалась только с одной стороны (рис.1). Известно, что, в зависимости от соотношения толщины и ширины в НП могут формироваться либо поперечные либо вихревые доменные стенки [3, 4]. В узких и узких нанопроволоках легче реализуется поперечные доменные стенки, в более толстых и широких устойчивее вихревые. Проведенное моделирование продемонстрировано, что в слое Co толщиной от 15 до 20 нм при перемагничивании форми-

руется поперечная доменная стенка, а в слоях большей толщины – вихревая.

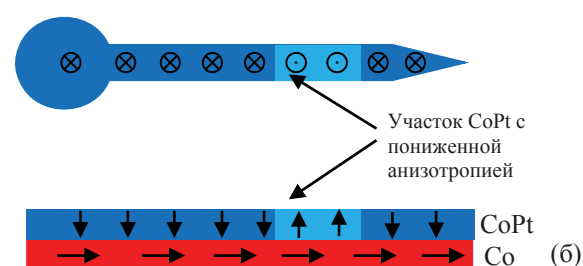


Рис. 1. Двухслойная система Co-CoPt (а) – вид сверху, (б) – вид сбоку. Красным показан слой Co, синим слой CoPt (более светлым тоном отмечен участок с пониженной анизотропией)

Была исследована зависимость поля перемагничивания H_c от величины константы анизотропии K^* в облученной области (рис. 2). Моделирование проводилось для трех толщин пленки – 10 нм, 20 нм и 40 нм. Было показано, что чем ниже значение константы анизотропии в облученной области CoPt, тем лучше пиннигуется стенка и выше поле депиннинга. Это связано с тем, что из-за взаимодействия с Co намагниченность CoPt в перестает быть строго перпендикулярной и в ней появляется компонента намагниченности в плоскости. В облученных областях, где анизотропия специально понижена, горизонтальная компонента намагниченности больше, чем в необлученной области. Это, в свою очередь, уменьшает обменную энергию взаимодействия между слоями Co и CoPt, что и приводит к пиннингу доменной стенки.

Таким образом, было показано, что в рассмотренной двухслойной системе доменная стенка в слое Co может эффективно пинниговаться областью с противоположной намагниченностью в слое CoPt.

Этот эффект может быть использован для создания магнитных логических ячеек.

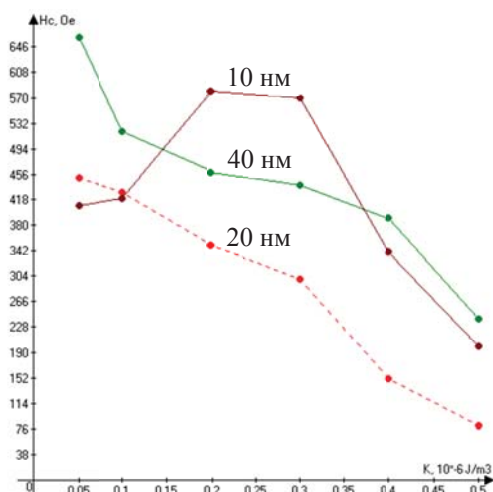


Рис. 2. Зависимости поля депиннинга H_c от величины константы анизотропии K^* в облученной области для толщин слоя Co 10, 20 и 40 нм

Мы рассмотрели две принципиальные схемы магнитных логических ячеек, выполняющие базовые логические операции – «И» и «ИЛИ» (рис. 5 и 6). Обе ячейки состоят из рабочего элемента – двухслойной нанопроволоки Co-CoPt. В слое Co под действием внешнего магнитного поля, направленного в плоскости параллельно нанопроволоке, зарождается и движется доменная стенка. В слое CoPt существуют области с пониженной анизотропией, направление намагниченности которых можно контролируемо изменять независимо от остальной нанопроволоки. Эти области являются «входами» для ячейки. Если намагниченность в них сонаправлена с намагниченностью в остальной нанопроволоке, то это соответствует логическому «0», а если противоположна – «1». Свободный конец нанопроволоки служит выходом логической ячейки, его направление намагниченности может соответствовать логическим значениям «1» – если направление намагниченности не изменилось на противоположное относительно изначальной и «0», если изменилось.

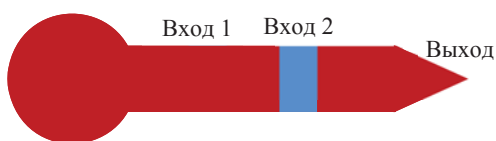


Рис. 3. (а) Схема логической ячейки «И»

Логическая ячейка, выполняющая операцию «И» состоит из одной затравочной части, служащей для зарождения доменной стенки в слое Co и двух областей с пониженной анизотропией, последовательно расположенных в нанопроволоке в слое CoPt (рис. 3). Нанопроволока перемагничивается в поле $H < H_c$, только в том случае, когда на обоих входах «0».

Логическая ячейка «ИЛИ» имеет две затравочные части, в каждой из которых зарождается своя доменная стенка (рис. 4). Нанопроволока перемагничивается в поле $H < H_c$, в случае, если хотя бы на одном входе значение «0».

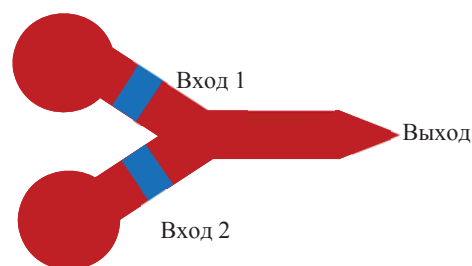


Рис. 4. (а) Схема логической ячейки «ИЛИ»

Выполнение логической операции состоит из нескольких этапов. На первом этапе слой Co нанопроволоки намагничиваются однородно (справа налево), так что магнитное состояние соответствует логической «1» на выходе ячейки. На втором этапе вводится входная информация посредством локального намагничивания участков CoPt с пониженной анизотропией. На третьем этапе к ячейке прикладывается инвертированное тестирующее магнитное поле H_T , направленное вдоль нанопроволоки, которое вызывает зарождение доменной стенки и ее движение к магнитному затвору. В зависимости от направления магнитных моментов слоя CoPt доменная стенка либо пиннингуется в области затвора либо проходит. На последнем этапе происходит считывание выходной информации.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 18-02-00247)

Литература

1. Q. Zhu, X. Liu, S. Zhang, Q. Zheng, J. Wang and Q. Liu, Jpn. // J. Appl. Phys., **53**, 073001 (2014).
2. V.L. Mironov, O.L. Ermolaeva // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, V. 78, №1, p. 16-20, (2015).
3. O.L. Ermolaeva, E.V. Skorokhodov, V.L. Mironov // Physics of the Solid State V. 58 № 11: p. 2223-2227 (2016).
4. M. J. Donahue and D. G. Porter, "OOMMF User's Guide", Interagency Report NISTIR 6376, (National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1999) <http://math.nist.gov/oommf>

Магнитоплазмонные наноструктуры с оптическими таммовскими состояниями

Т.В. Михайлова*, С.В. Томилин, С.Д. Ляшко, А.Р. Прокопов, А.Н. Шапошников,
А.В. Каравайников, А.П. Бокова, В.Н. Бержанский

Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, проспект Академика Вернадского, 4, Симферополь, 295007.

*tatvladismikh@cfuv.ru

Предложены оригинальные магнитолазмонные наноструктуры (МПНС) на основе пленок Au и Vi-замещенных ферритов-гранатов с оптическими таммовскими состояниями (ОТС), обладающие значительным магнитооптическим (МО) откликом. Экспериментально и теоретически исследован резонанс ОТС в МПНС в зависимости от толщины слоя Au, а также особенности его гибридизации с резонансом Фабри-Перо (ФП) в геометрии эффекта Фарадея при нормальном и наклонном падении световой волны.

Введение

Одномерные магнитофотонные кристаллы с металлическими слоями являются перспективными МПНС для создания устройств передачи и отображения информации и оптических сенсоров [1, 2]. Наряду с изучением объемных возбуждений в МПНС, активно рассматриваются распространяющиеся поверхностные электромагнитные волны, нераспространяющиеся поверхностные состояния и их различные гибридные состояния. В данной работе представлены результаты исследования свойств трех оригинальных МПНС с ОТС.

МПНС при нормальном падении световой волны

Предложенные МПНС могут быть представлены следующими структурными формулами:

$$1 - [\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m/\text{M1}/\text{SiO}_2/\text{Au},$$

$$2 - [\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m/\text{M1}/\text{M2}/\text{SiO}_2/\text{Au},$$

$$3 - [\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^m/\text{M1}/\text{M3}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^m/\text{SiO}_2/\text{Au},$$

где m – это количество пар слоев в зеркалах Брэгга (ЗБ), M1, M2 и M3 – слои Vi-замещенных ферритов-гранатов составов $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$, $\text{Bi}_{1,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,5}\text{Al}_{0,5}\text{O}_{12}$ и $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, соответственно.

Схематическое изображение синтезированных МПНС 1, 2 и 3 приведено на рис. 1. В МПНС 1 и 2 резонанс ОТС является единственным резонансом внутри фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ). МПНС 3 отличается присутствием в спектральных характеристиках гибридного состояния ОТС и моды ФП. Синтез МПНС 3 с градиентным по толщине буферным слоем SiO_2 позволил экспериментально исследовать динамику изменений оптических и магнитооптических свойств гибридизации ОТС и моды ФП.

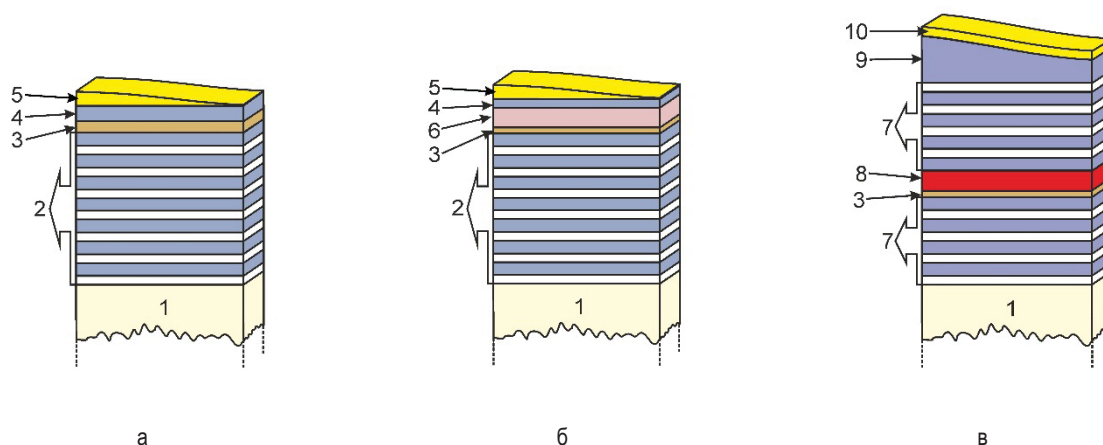


Рис. 1. Схематическое изображение синтезированных МПНС 1 (а), 2 (б) и 3 (в): 1 – подложка GGG; 2 – семипарное ЗБ $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^7$; 3 – M1; 4 – буферный слой SiO_2 ; 5 – плазмонный слой Au градиентной толщины; 6 – M2; 7 – четырехпарное ЗБ $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$ или $[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4$; 8 – M3; 9 – буферный слой SiO_2 градиентной толщины; 10 – плазмонный слой Au

Моделирование и экспериментальные измерения оптических и МО спектров МПНС показали, что ФЗЗ МПНС при нормальном падении света сформировалась в диапазоне длин волн от 560 до 850 нм. Резонанс ОТС имеет максимальные оптическую добротность и коэффициент пропускания для МПНС 1 и 2 со слоем Au толщиной около 30 нм. Для МПНС 1 и 2 были достигнуты экспериментально максимальные резонансные значения угла фарадеевского вращения: минус $2,1^\circ$ на 664 нм и минус $12,3^\circ$ на 645 нм, соответственно, что в 13 и 10 раз выше, чем для структур без плазмонного слоя.

В результате моделирования свойств МПНС 3 установлено, что гибридное состояние проявляется в виде двух резонансов, которые при толщинах слоя Au более 20 нм являются отталкивающимися и не могут быть совмещены на одной резонансной длине волны. Разделение резонансов гибридного состояния происходит в диапазоне толщин Au от 20 до 30 нм и связано с увеличением оптической добротности резонанса ОТС. При толщине Au 30 нм расстояние между резонансами ОТС и ФП гибридного состояния составляет 17 нм.

Установлено, что коэффициент пропускания гибридного состояния для конфигураций с плазмонным слоем менее 50 нм увеличивается в 4-8 раз. При этом мода ФП гибридного состояния при спектральном совмещении с ОТС имеет в 1,5-2 раза меньшие значения фарадеевского вращения по сравнению с углом фарадеевского вращения моды ФП гибридного состояния без спектрального совмещения. На рис. 2 представлены спектры коэффициента пропускания и фарадеевского вращения МПНС 3 при толщинах буферного слоя SiO₂ 185 и 226 нм и слоем Au 40 нм.

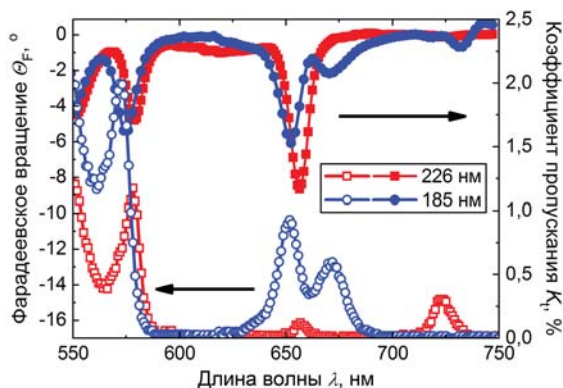


Рис. 2. Экспериментальные спектры коэффициента пропускания и фарадеевского вращения МПНС 3 со слоем Au толщиной 40 нм

МПНС при наклонном падении световой волны

В результате моделирования свойств МПНС при наклонном падении световой волны было продемонстрировано возникновение спектральной анизотропии пропускания ТМ и ТЕ волн, обусловленной наличием гибридной моды ОТС и Фабри-Перо. На рис. 3 в качестве примера показаны рассчитанные спектры коэффициента пропускания ТМ и ТЕ волн МПНС 3 с буферным слоем SiO₂ 220 нм при угле падения 50° .

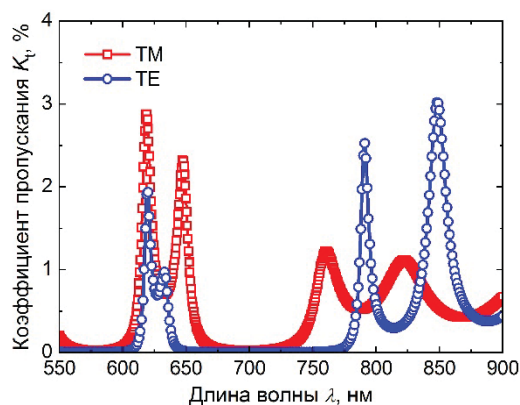


Рис. 3. Спектры коэффициента пропускания ТМ и ТЕ волн МПНС 3 при угле падения волны 50°

Рассмотрена возможность совмещения плазмонных резонансов с резонансами ОТС и Фабри-Перо и перспективность использования подобных структур в качестве сенсорных систем, детектирующих изменение диэлектрических свойств окружающей среды.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках базовой части государственного задания (номер проекта 3.7126.2017/8.9) и в рамках поддержанного федеральным государственным автономным образовательным учреждением высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского» гранта № ВГ13/2018.

Литература

1. Magnetophotonics (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013; eds. M. Inoue et al.).
2. V.N. Berzhansky, A.V. Karavainikov, T.V. Mikhailova et al. // JMMM, V. 440, 175 (2017).

Магнитоиндуцированные эффекты в нелинейно-оптическом отклике многослойных магнитных наноструктур

Т.В. Мурзина^{1*}, И.А. Колмычек¹, К.А. Лазарева¹, А.И. Майдыковский¹,
Е.Е. Шалыгина¹, Н.С. Гусев², Е.А. Караштин², А.А. Фраерман²

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 62, 119991, Москва.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

* murzina@mail.ru

Методом генерации второй оптической гармоники (ВГ) исследован нелинейно-оптический отклик многослойных наноструктур на основе кобальта и немагнитных металлов. Экспериментально обнаружен новый линейный по намагниченности эффект в интенсивности р-поляризованной ВГ для геометрии меридионального магнитооптического эффекта Керра, связанный с неоднородной намагниченностью магнитных границ раздела или наноструктур.

Введение

Исследование фундаментальных свойств магнитных наноструктур актуально в силу важности данного класса объектов для самых различных приложений, что требует изучения физических механизмов формирования их свойств. Уменьшение размеров магнитных структур до нанометровых, соответствующее возрастанию удельной роли поверхности и связанных с этим эффектов, приводят к появлению новых свойств магнетиков, таких как поверхностный и интерфейсный магнетизм, магнитная анизотропия, формирование магнитных вихревых и скирмионных состояний, и проч. [1]. Изучение магнитного состояния наноструктур и границ раздела возможно методами магнитной силовой микроскопии, рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, а также методом генерации второй гармоники (ВГ) [2], обладающей высокой чувствительностью к свойствам скрытых интерфейсов. В данной работе метод генерации ВГ был выбран для изучения магнитного отклика планарных наноструктур на основе ферромагнитного (Co) и немагнитных металлов, в том числе с неколлинеарным распределением намагниченности. Недавно [3] был предсказан и описан в рамках гидродинамической модели новый механизм генерации ВГ, принципиально обусловленный неколлинеарным распределением намагниченности. В нашей работе выполнены эксперименты по визуализации данного механизма генерации ВГ для различного типа структур, от простых магнитных интерфейсов между ферромагнетиком (кобальтом) и немагнитными средами, до сложных многослойных структур на основе кобальта и платины, изготовленных таким

образом, что в одной структуре формировались подсистемы с магнитной анизотропией типа легкая плоскость и легкая ось.

Методика эксперимента

Структуры, изготовленные методом магнетронного напыления; содержали как единичные границы раздела немагнитного металла (Me=Pt, Ta, W, Au, Ag) и Co, так и множественные границы раздела; толщина слоя Co составляла 1÷20 нм. Были изучены бислойные Me(3нм)/Co(20нм) и трехслойные Me(3нм)/Co(2.5нм)/Me(3нм), а также многослойные структуры, с неколлинеарным распределением намагниченности, образованные магнитными подсистемами с магнитной анизотропией «легкая плоскость» Pt(2нм)/Co(2.5нм)/Pt(1-3нм), и «легкая ось», (Co(1нм)/Pt(1нм))^{3÷5}. Изучение магнитных свойств было проведено методами магнитометрии, магнитооптического эффекта Керра (МОКЭ) и нелинейного магнитооптического эффекта Керра на частоте ВГ.

Для изучения возможных нетривиальных распределений намагниченности исследовалась зависимость интенсивности р-поляризованного излучения ВГ от величины меридионального магнитного поля, т.е. для случая, когда не ожидается изменений интенсивности излучения, отраженного от однородно намагниченной среды. При этом интенсивность ВГ $I^{2\omega}$ описывается квадратом нелинейной поляризации на частоте ВГ, $P^{2\omega}$, согласно выражению:

$$I^{2\omega} \propto (P^{2\omega})^2 \propto (P^{crys} + \alpha [M_1 \times M_2])^2 \quad (\Phi 1)$$

где P^{cryst} – кристаллографическая (независящая от намагниченности) компонента нелинейной поляризации на частоте ВГ, второе слагаемое описывает составляющую нелинейной поляризации, определяемую неколлинеарным распределением намагниченности подсистем M_1, M_2 . Таким образом, изменение направления меридиональной намагниченности одной из магнитных подсистем должно привести к возникновению магнитного контраста в интенсивности р-поляризованной ВГ.

Результаты и обсуждение

В эксперименте обнаружено (1) различие параметров петель гистерезисов МОКЭ и ВГ, и (2) наличие контраста интенсивности ВГ для «запрещенной» р-поляризованной составляющей ВГ в геометрии меридионального МО эффекта Керра. На рис. 1а приведены результаты МОКЭ для бислойной структуры Pt(3нм)/Co(20нм), показывающие, что насыщение структуры достигается в магнитном поле около 100 Гс. Кроме того, как можно судить по различиям в петлях гистерезиса, измеренных при ортогональных азимутальных положениях структур в плоскостном магнитном поле, присутствует магнитная анизотропия пленки кобальта.

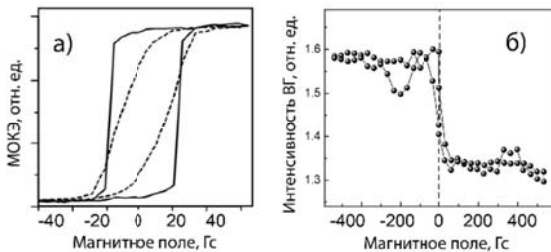


Рис. 1. Зависимости от меридионального магнитного поля (а) МОКЭ для границы раздела Pt(3нм)/Co(20нм) для двух ортогональных ориентаций структуры, и (б) интенсивности р-поляризованной ВГ в составной структуре Pt/Co(2.5нм)/Pt(1нм)/(Co(1нм)/Pt(1нм))⁵

Аналогичная зависимость для случая генерации ВГ выходит на насыщение при $H \approx 500$ Гс. С учетом интерфейсной чувствительности ВГ это может указывать на отличие магнитных свойств границы раздела Pt/Co от свойств объемного Co. Зависимость интенсивности р-поляризованной ВГ от напряженности меридионального магнитного поля H для составной структуры Pt/Co(2.5нм)/Pt(1нм) + (Co(1нм)/Pt(1нм))⁵ приведена на рис. 1,б. Видно, что в диапазоне [-100 Гс; +100 Гс] наблюдается резкое изменение интенсивности ВГ, что связано с процессом перемагничива-

ния интерфейса. Кроме того, для больших значений H сохраняется различие интенсивности ВГ для положительной и отрицательной напряженности поля, что соответствует искомому эффекту, связанному с неколлинеарной намагниченностью структуры.

В более простой, трехслойной структуре Pt/Co/Ta и Ta/Co/Ta с толщинами слоев ≈ 3 нм также наблюдается магнитный контраст р-компоненты интенсивности ВГ в меридиональном магнитном поле, причем его величина зависит от состава структуры и максимальна для несимметричной Pt/Co/Ta пленки.

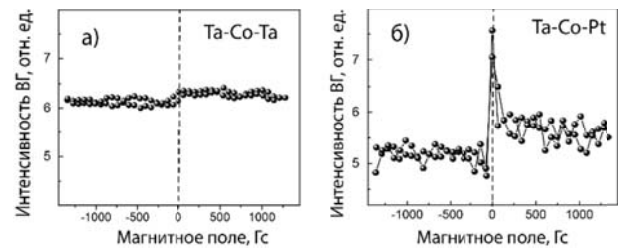


Рис. 2. Зависимости интенсивности р-поляризованной ВГ от напряженности меридионального магнитного поля для структур (а) Ta-Co-Ta и (б) Ta-Co-Pt

Высказано предположение, что на границах раздела Co/(Pt,Ta) формируется сложное, киральное распределение намагниченности, параметры которого определяются константами взаимодействия Дзялошинского-Мория, различных для границ раздела Co/Pt и Co/Ta. В случае симметричной Ta/Co/Ta структуры вклады от двух интерфейсов в суммарную генерацию ВГ интерферируют деструктивно, для несимметричной Pt/Co/Ta – наоборот, что соответствует экспериментальным данным.

Таким образом, обнаружен интенсивностный эффект при генерации ВГ в планарных структурах на основе кобальта и тяжелых немагнитных металлов, симметрия которого соответствует проявлению неколлинеарной намагниченности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 19-02-00826а; синтез наноструктур – при поддержке Российского научного фонда, грант 16-12-10340.

Литература

1. A. Fert, N. Reyren, V. Cros // Nature Reviews Materials, V. 2, 17031 (2017).
2. V.L. Krutyanskiy, I.A. Kolmychek, B.A. Gribkov, et al. // Phys. Rev. B, V. 88, 094424 (2013).
3. A. Karashtin and A.A. Fraerman // J. Phys.: Condens. Matter, V. 30, 165801 (2018).

Некомпланарное упорядочение в системе точечных магнитных диполей

К.Р. Мухаматчин¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. , пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

*mykamil@yandex.ru

В работе теоретически исследована возможность реализации некомпланарного магнитного упорядочения в системах с чисто дипольным взаимодействием в отсутствии внешнего магнитного поля. Показано, что такие состояния могут соответствовать минимуму магнитостатической энергии, например, для бесконечной одномерной решётки частиц, на элементарную ячейку которой приходится два различных по величине дипольных момента, в случае введения на каждом узле конечной анизотропии типа трудная ось, направленная вдоль оси структуры. Также найдены границы области существования некомпланарной фазы в зависимости от отношения величин дипольных моментов и анизотропии.

Возможные механизмы образования неколлинеарных и некомпланарных (геликоидальных) структур привлекают повышенное внимание на протяжении последних десятилетий [1-5]. При этом они представляют интерес не только в связи с рядом новых физических явлений, возникающих в них [4], но и как самостоятельные объекты исследования [5].

Нас интересует возможность моделирования различных магнитных распределений с контролируемыми параметрами на решётках одномерных магнитных частиц, взаимодействующих друг с другом лишь магнитостатическим образом (диполь-дипольное взаимодействие). Так, в [5,6] показано, что основное состояние решёток, в элементарной ячейке которых находятся частицы с различающейся намагниченностью, может являться неколлинеарным. Мы рассмотрим бесконечную одномерную эквидистантную цепочку классических точечных диполей, с величинами магнитных моментов, зависящих от чётности номера узла n по закону

$$M(n) = \frac{1 + \cos \pi n}{2} M_0 + \frac{1 - \cos \pi n}{2} M_1$$

и введём на каждом узле магнитную анизотропию типа трудная ось, параллельная оси системы, для простоты будем считать её не зависящей от n и равной K . Соответственно, энергия магнитостатического взаимодействия записывается в виде:

$$E = \sum_{n \neq n'} \frac{\mathbf{M}(n)\mathbf{M}(n') - 3M_z(n)M_z(n')}{2d^3 |n - n'|^3} + \frac{K}{2} \sum_n M_z^2(n) \quad (1)$$

где d – расстояние между соседними частицами. Как известно, для идентичных диполей ($M_1=M_0$), структура основного состояния определяется конкуренцией между однородным ферромагнитным (вдоль направления oZ) и антиферромагнитным

упорядочениями с энергиями $\epsilon_f = (-2\zeta(3) + \kappa/2)M^2/d^3$ и $\epsilon_{af} = -(3/4)\zeta(3)M^2/d^3$, где $\zeta(3) \approx 1.202$ – дзета-функция Римана, $\kappa = Kd^3$ – безразмерная константа анизотропии. Переход между данными конфигурациями происходит в точке $\kappa_{c3} = (5/2)\zeta(3) \approx 3.005$. Очевидно, при увеличении d в два раза, что эквивалентно равенству $M_1=0$, величина критического значения κ уменьшится в 8 раз $\kappa_{c1} = \kappa_{c3}/8 \approx 0.376$. Переход от антиферромагнитного порядка ($M_1=0$) к ферромагнитному ($M_1=M_0$), осуществляющийся в интервале $\kappa_{c1} < \kappa < \kappa_{c3}$, при изменении величины M_1/M_0 требует дополнительного рассмотрения.

Обсуждение

В настоящей работе исследован характер магнитного упорядочения при произвольных значениях параметра анизотропии K в зависимости от отношения величин магнитных моментов $\delta = M_1/M_0$. Для определённости считаем $\delta \leq 1$. Результаты анализа представлены в виде фазовой диаграммы на плоскости $\kappa\delta$ (см рис. 1). Задача решалась следующим образом: сначала был найден спектр тепловых колебаний магнитных моментов, связанных дипольным взаимодействием, вблизи однородного ферромагнитного состояния и определены условия, при которых амплитуду флуктуаций нельзя считать малой. Показано, что ферромагнитная структура теряет устойчивость относительно неоднородных возмущений, отвечающих переходу к распределениям геликоидального типа. Для нахождения параметров образующихся спиралей (угол раствора конуса, пространственный масштаб) в работе развит феноменологический подход с применением пробных функций вида $\mathbf{M}(n) = M(n)(\sin\theta_n \cos(qn), \sin\theta_n \sin(qn), \cos\theta_n)$. Данные пробные функции яв-

ляются экстремальми функционала магнитостатической энергии (1) и описывают переходы между коллинеарными и неколлинеарными (некомпланарными) состояниями.

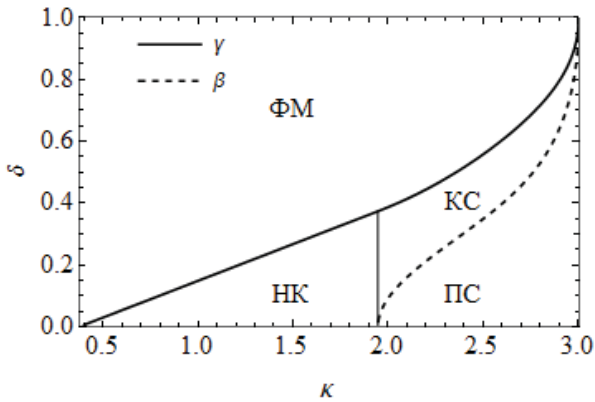


Рис. 1. Области устойчивости ферромагнитной (ФМ), неколлинеарной трёхподрешёточной (НК), некопланарной геликоидальной (КС) и антиферромагнитной спиральной (ПС) фазовых состояний

На плоскости $\kappa\delta$ линия потери устойчивости ФМ фазы представлена кривой $\gamma(\kappa)$ (рис.1.). Нас интересует ситуация, когда волновой вектор наиболее неустойчивой моды q смещается внутрь зоны Бриллюэна, это происходит при $\kappa \geq \kappa_{c2}$, где $\kappa_{c2} \approx 1.948$. Выражения для γ и q вблизи κ_{c2} имеют вид:

$$\gamma \approx (7/2)\zeta(3)(\kappa - \kappa_{c1}) + 0.149(\kappa - \kappa_{c2})^2, \quad (2)$$

$$q \approx \pi/2 + 2.078(\kappa - \kappa_{c2})^{1/2}. \quad (3)$$

В окрестности $\kappa \leq \kappa_{c3}$ характер зависимостей (2) и (3) меняется:

$$\gamma \approx 1 - [2/\sqrt{7\zeta(3)}](\kappa_{c3} - \kappa)^{1/2}, \quad (4)$$

$$q \approx \pi - \exp\left[1 - \frac{7\zeta(3)}{2} \frac{\ln 2}{\kappa_{c3} - \kappa}\right]. \quad (5)$$

Метод пробных функций показал, что при переходе через границу $\delta = \gamma(\kappa)$ на отрезке $\kappa_{c2} < \kappa < \kappa_{c3}$ ФМ фаза становится энергетически невыгодной по сравнению с некопланарной геликоидальной структурой, при этом волновое число спирали q совпадает с волновым числом наиболее неустойчивой моды и не зависит от δ (см рис. 2). На линии $M_1/M_0 = \beta(\kappa)$, где β вблизи κ_{c2} и κ_{c3} описывается формулами:

$$\beta \approx 0.393(\kappa - \kappa_{c2})^2 \text{ и } \beta \approx 1 - [4/\sqrt{7\zeta(3)}](\kappa_{c3} - \kappa)^{1/2}, \quad (6)$$

энергия конусной спирали сравнивается с энергией антиферромагнитной спирали.

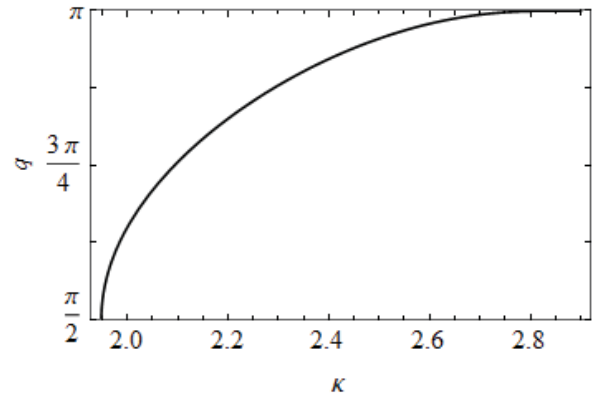


Рис. 2. Зависимость волнового вектора конусной спирали от величины κ

Угол раствора конуса задаётся уравнением:

$$\cos^2 \theta_n = \left(\frac{1 + \cos \pi n}{2} + \frac{\gamma^2}{\delta^2} \frac{1 - \cos \pi n}{2} \right) \frac{\delta^2 - \beta^2}{\gamma^2 - \beta^2}. \quad (7)$$

Таким образом, по мере увеличения величины δ , играющей роль параметра порядка, от 0 до 1 в интервале $\kappa_{c2} < \kappa < \kappa_{c3}$ происходит ряд переходов от антиферромагнитной спирали к однородному ферромагнитному состоянию путём трансформации геликоида, характеризующейся возникновением вектора ферромагнетизма вдоль его оси. Все указанные переходы являются фазовыми переходами второго рода.

Автор выражает благодарность за обсуждения и ценные советы Фраерману Андрею Александровичу.

Работа выполнена при поддержке проектной части госзадания (№ 8.1751.2017/ПЧ) Министерства науки и высшего образования РФ

Литература

1. Ю.А. Изюмов // УФН, Т. 184, 439 (1984).
2. А.О. Сорокин // ЖЭТФ, Т. 145, 481 (2011).
3. С.Н. Мартынов // Письма в ЖЭТФ, Т. 102, 111 (2015).
4. А.А. Фраерман, О.Г. Удалов // Письма в ЖЭТФ, Т. 87, 187 (2008).
5. К.Р. Мухаматчин, А.А. Фраерман // Письма в ЖЭТФ, Т. 93, 797 (2011).
6. И.Р. Каретникова, К.Р. Мухаматчин, И.М. Нефедов и др. // ЖЭТФ, Т. 145, 497 (2014).

2D магнитолазмонные структуры на основе пленок BiG и решеток Au

П.Н. Найденов¹, О.Л. Голикова¹, А.В. Беспалов¹, А.А. Гераськин¹, А.Ф. Королев²,
А.Л. Чехов², Т.В. Мурзина²

¹ Московский технологический университет, проспект Вернадского, д. 78, Москва, 119454.

² Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991.

*pavel.snk@gmail.com

В докладе представлены капсулированные и высокодобротные симметричные магнитолазмонные кристаллы (МПК), содержащие две расположенные друг над другом 1D плазмонные решетки золота, причем одна находится над, а вторая внутри тонкого слоя железо-висмутитового граната. Приведены физические основы синтеза и некоторые свойства полученной капсулированной магнитолазмонной гетероструктуры.

Введение

Интерес к магнитолазмонике определяется возможностью управления и значительного усиления магнитооптических эффектов в магнитолазмонных структурах, обусловленных возбуждением локализованных [1,2] и распространяющихся поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), что определяет перспективы создания устройств магнитооптики (МО) с характерными для нано- и микроэлектроники размерами. Таковыми являются магнитолазмонные кристаллы (МПК), состоящие из магнитного диэлектрика с нанесенной на него дифракционной решеткой из благородного металла. К настоящему времени показано, что МПК позволяют достигать высоких значений интенсивностных МО эффектов и локализации электромагнитного поля при возбуждении ППП [3], спектральным положением которых можно управлять в широких пределах за счет варьирования геометрических параметров структуры. В связи с этим представляет интерес расширение данного класса МПК за счет модификации их структуры и композиционного состава, изучения оптических и МО свойств.

Целью работы являлся синтез дополнительной плазмонной решетки золота на поверхности капсулирующей пленки железо-висмутитового граната исходного МПК таким образом, чтобы полученная структура содержала расположенные друг над другом плазмонные решетки, встроенные в структуру МПК. Интерес представляли как сама задача синтеза второй капсулированной решетки золота, так и влияние данной модификации на физические параметры структуры исходно качественного образца 1D МПК и наблюдаемые в МПК МО эффекты.

Методика эксперимента

Синтез двухрешеточной плазмонной структуры проводился на основе 1D МПК комбинированным применением фокусированного высокоэнергетического и широкоапертурного низкоэнергетического ионных пучков в процессах осаждения – травления. Процесс синтеза исходных 1D МПК и их капсуляция описаны в [4,5]. Вторая плазмонная решетка золота синтезировалась на основе пленки золота толщиной 100 нм и создавалась методом многостадийного ионного распыления. Энергия распыления мишени золота составляла 1,5 кэВ, энергия осаждения атомов золота на поверхность капсулирующей пленки феррит-граната – 2-60 эВ. Перфорация пленки и ее превращение в плазмонную решетку с периодом 600x100 нм проводилось методом травления фокусированным высокоэнергетическим пучком ионов Ga⁺ с энергией 30 кэВ. Далее проводились исследования физических параметров полученной структуры и МО эффектов. После этого проводился процесс утонения плазмонной решетки путем обработки поверхности широкоапертурным низкоэнергетическим пучком ионов кислорода с энергией 300 эВ. Далее проводился итерационный процесс утонения плазмонной решетки с контролем физических и МО параметров гетероструктуры, целью которого являлось исследование зависимости параметров МО эффектов от толщины второй плазмонной решетки. После утонения пленки золота до толщины в 40-60 нм на структуру было проведено конформное осаждение поверхностного слоя Ta₂O₅ толщиной 40-60 нм при ионном распылении мишени соответствующего состава ионами кислорода. Известно, что оксид тантала осаждается в указанном стехиометрическом составе при распылении в атмосфере кислорода или воздуха. Схематическое изображение метода синтеза 2D МПК приведено на рис. 1.

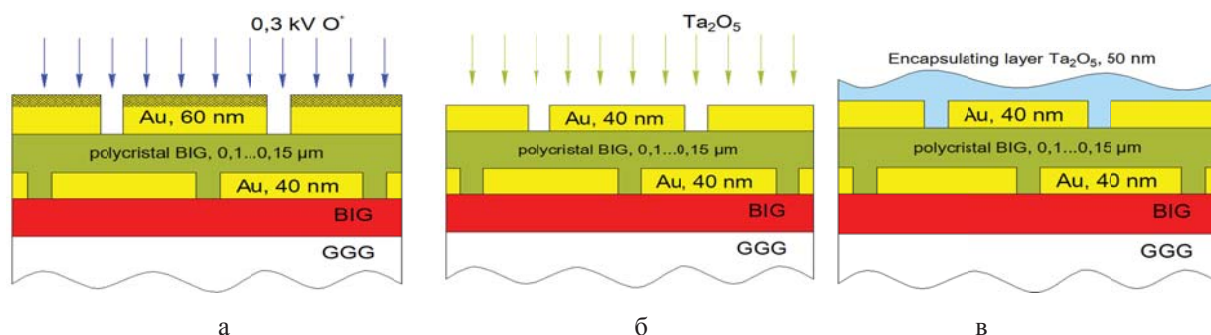


Рис. 1. Схематическое изображение метода синтеза двухрешеточного МПК

Результаты и обсуждение

Исследование объемной структуры образцов проводилось при помощи двухлучевого электронно-ионного аналитического комплекса PHI Helios Nanolab 400 (рис. 2).

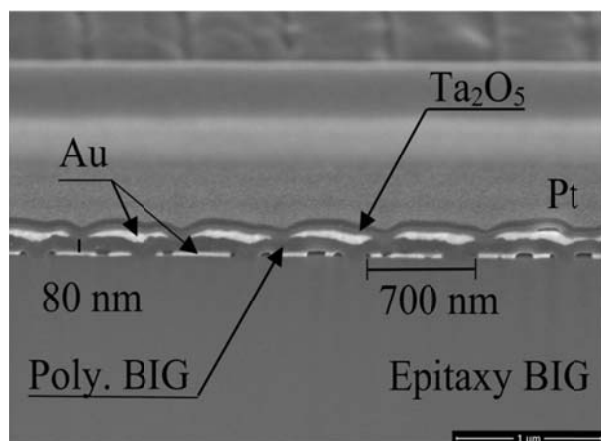


Рис. 2. СЭМ изображение поперечного сечения 2D МПК

Как видно, синтез второй решетки и ее капсуляция не привели к значительным нарушениям плотности и однородности первой решетки золота (пустоты обуславливаются процессами диффузии при многостадийном импульсном отжиге пленки BIG, синтезируемой на предыдущем этапе). Общая геометрия структуры сохранена, вторая плазменная решетка имеет заданный период и покрыта защитным слоем Ta_2O_5 .

Контроль параметров МО эффектов осуществлялся посредством измерения спектров пропускания и магнитного контраста 2D МПК после (1) синтеза плазменной решетки, (2) ее утонения и (3) капсуляции МПК пленкой Ta_2O_5 .

На первом этапе плазмонного резонанса в сторону больших длин волн было обнаружено значительное ухудшение пропускания МПК, что не позволило провести измерение магнитного контраста. После утонения плазменной решетки до 50-60 нм наблюдались резонансное увеличение прохождения до 2% и появление максимумов МО эффекта в области возбуждения магнитного плазмон-поляритона. Дальнейшее утонение решетки золота привело к уменьшению МО эффектов. Капсуляция решетки не привела к значительным изменениям кроме некоторого смещения

Заключение

Таким образом, развит метод синтеза плазмонных гетероструктур и продемонстрирована возможность формирования защищенных МПК, состоящих из двух капсулированных плазмонных решеток в матрице феррита граната. Выполнено сравнительное исследование модификации спектров МО эффектов в зависимости от геометрии МПК и наличия второй плазменной решетки.

Литература

1. S. Tomita, T. Kato, S. Tsunashima et al. // Phys. Rev. Lett. 96, 167402 (2006).
2. I.A. Kolmychek, A.N. Shaimanov, A.V. Baryshev et al. // JETP Lett. 102, 46–50 (2015).
3. А.Л. Чехов, П.Н. Найденов, О.В. Голикова, и др. // ФТТ, т. 58, № 11, с. 2171-2174, (2016).
4. A.L. Chekhov, P.N. Naydenov et al. // J. Opt. Soc. Am. B 26, 21086-21091 (2018)
5. П.Н. Найденов, О.Л. Голикова, В.А. Кецо и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные. № 1, с. 1–5 (2019).

Вклад квантовых флуктуаций в электромагнитное излучение из нестационарной конечной линейной цепочки спинов

С.А. Никитов^{1,3*}, Ю.Н. Барабаненков¹, М.Ю. Барабаненков²

¹ ФГБУН Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11, 125009 Москва, GSP-3, Россия

² ФГБУН Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432, Черноголовка, Моск. обл., Россия

³ Московский физико-технический институт (ГУ), 141700, Долгопрудный, Моск. обл. Россия

* nikitov@cplire.ru

Проблема квантовых флуктуаций в магнитных наноструктурах рассмотрена на примере линейной цепочки конечного числа атомов с обменным взаимодействием между спинами электронов соседних атомов согласно теории ферромагнетизма Гейзенберга. Рассчитано электромагнитное магнитное дипольное излучение из волны опрокидывания спинов. Показано, что относительный вклад усредненного электромагнитного поля в магнитное дипольное излучение цепочки переворачивающихся спинов становится с ростом числа спинов цепочки пренебрежимо малым по сравнению с вкладом с учетом квантовых флуктуаций поля.

Введение

В докладе проблема квантовых флуктуаций в магнитных наноструктурах изучается в рамках физической модели [1]. Рассматривается конечная линейная цепочка атомов с обменным взаимодействием между спинами соседних атомов согласно теории ферромагнетизма Гейзенберга [2]. Предполагается, что в начальном состоянии все атомы цепочки, кроме двух первых, имеют спины, ориентированные вдоль одного направления, а спины двух первых атомов опрокинуты. Это начальное состояние порождает, вследствие обменного взаимодействия, волны опрокидывания спинов вдоль цепочки, генерирующие электромагнитное излучение.

Излучение из нестационарной цепочки спинов

Насколько нам известно, в работе [1] впервые проведено сравнение вкладов среднего поля и его квантовых флуктуаций в электромагнитное (ЭМ) излучение магнитной наноструктуры на примере конечной линейной цепочки из N атомов с обменным взаимодействием между электронами соседних атомов согласно теории ферромагнетизма Гейзенберга. Для простоты учитывался только один электрон в каждом атоме, участвующий в обменном взаимодействии.

Предполагается, что в начальном состоянии спины всех атомов цепочки, кроме двух первых, ориентированы вдоль одного и того же направления. Спины двух первых атомов опрокинуты. Это начальное состояние порождает вследствие обменного взаимодействия волны опрокидывания спинов вдоль цепочки. Найденные выражения для нестационарных квантовых амплитуд волн вероятности опрокидывания спинов позволяют представить решение уравнения Шредингера с гамильтонианом Гейзенберга в наглядном виде суммы по собственным функциям и собственным энергиям мод опрокидывающихся спинов.

Отметим, что дискретный спектр волновых чисел и собственных частот волн опрокидывания спинов получен без использования периодических граничных условий. Тем не менее, полученный дискретный спектр волновых чисел такой же, как и при периодических граничных условиях. Фактически это означает представление решения системы уравнений для нестационарных квантовых амплитуд волн вероятности опрокидывания спинов в виде разложения по известной в квантовой теории твердых тел системе собственных ортогональных функций $\exp(imk)$, где k – безразмерное волновое число, $m = 1, 2, \dots, N$, в предположении, что число атомов N цепочки четное.

Полученное решение уравнения Шредингера применяется к вычислению ЭМ излучения, порожденного волнами опрокидывания спинов. Исходным для такого вычисления являются уравнения Максвелла - Лоренца для квантовых операторов ЭМ поля. Уравнения записываются в представлении Шредингера с расширенным гамильтонианом, включающим в себя кроме гамильтониана Гейзенберга еще гамильтониан квантованного ЭМ поля и гамильтониан взаимодействия цепочки спинов с ЭМ полем. Усреднение операторных уравнений Максвелла - Лоренца по квантовому состоянию расширенной системы приводит к макроскопическим уравнениям Максвелла, которые используются для вычисления ЭМ излучения из цепочки опрокидывающихся спинов. Волны опрокидывания спинов рассчитаны с учетом естественных граничных условий, согласно которым крайние спины взаимодействуют только с одним ближайшим соседом. В силу этих граничных условий однородная мода не дает вклада в решение начальной задачи для волн опрокидывания спинов, что накладывает некоторые ограничения на выбор начальных условий. Найденные выражения для нестационарных квантовых амплитуд волн опрокидывания четного числа спинов записаны в терминах собственных функций и энергий гамильтониана Гейзенберга и применены к вычислению ЭМ излучения, порожденного такими волнами.

Исходя из уравнений квантовой электродинамики, построена общая теория ЭМ излучения из нестационарного ансамбля спинов с учетом квантовых флуктуаций ЭМ поля и его источника в виде ансамбля спинов. По аналогии с электрическим дипольным и квадрупольным излучением введены, соответственно, магнитное монополярное и магнитное дипольное излучение. В силу коммутативности гамильтониана Гейзенберга с полным спином цепочки её монополярный магнитный момент не дает вклада в ЭМ излучение. Однако, такое излучение дает дипольный магнитный момент цепочки, потому что в дипольном магнитном моменте роль полного спина цепочки играет сумма взвешенных отдельных спинов и эта сумма уже не коммутирует с гамильтонианом Гейзенберга.

Излучение из цепочки опрокидывающихся спинов можно вычислить путем вычисления операторного вектора Пойнтинга для операторных уравнений Максвелла – Лоренца с последующим его усреднением по квантовому состоянию расширенной системы. Такой способ учитывает квантовые флуктуации ЭМ поля и дает значительно большее значение для потока энергии излучения.

В итоге, интенсивность дипольного магнитного излучения из нестационарной цепочки рассчитана

как по среднему макроскопическому ЭМ полю, так и с учетом квантовых флуктуаций поля. Квантовые флуктуации поля увеличивают интенсивность излучения. При увеличении числа спинов цепочки интенсивность дипольного магнитного излучения по среднему макроскопическому ЭМ полю становится пренебрежимо малой по сравнению с рассчитанной с учетом квантовых флуктуаций поля.

Приведены наглядные общие формулы для интенсивности магнитного дипольного излучения в случае произвольного четного числа спинов, записанные в терминах матричных элементов взвешенного спина цепочки для переходов между собственными функциями гамильтониана Гейзенберга и разностей соответствующих собственных энергий. Эти общие формулы представлены также в терминах вероятностей переходов цепочки опрокидывающихся спинов между ее уровнями энергии возбуждения.

Затухание излучения

Цепочка спинов с учетом только обменного взаимодействия излучает бесконечно долго. Однако учет взаимодействия спинов с квантованным ЭМ полем приводит к затуханию излучения. Оценки затухания магнитного дипольного излучения из нестационарной цепочки опрокидывающихся спинов, обусловленного взаимодействием цепочки с квантованным ЭМ полем, проделаны методом теории затухания Гайтлера [3]. Рассмотрена связь коэффициента затухания излучения с вероятностью перехода цепочки спинов между уровнями возбуждения цепочки. В частном случае двухуровневой системы, моделируемой цепочкой из $N = 4$ опрокидывающихся спинов, показано, что коэффициент затухания совпадает с точностью до численного множителя с вероятностью перехода за единицу времени двухуровневой системы из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией, в соответствии с квантовой теорией излучения.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Правительства Российской Федерации (Соглашение № 074-02-2018-286) и Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-07-00509-а.

Литература

1. Ю.Н. Барабаненков, С.А.Никитов, М.Ю. Барабаненков // УФН, Т.189, 85-93 (2019).
2. W. Heisenberg // Z. Physik, V. 49, 619 (1928).
3. W. Heitler. The quantum theory of radiation, Oxford: Clarendon Press, 1954.

Влияние величины и направления тока на спиновую инжекцию и аккумуляцию в латеральных спинвентильных структурах ферромагнитный металл-антимонид индия

Ю.В. Никулин^{1,2*}, М.Е. Селезнев^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2,3}

¹СФирЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

²СГУ имени Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

³СГТУ имени Гагарина Ю.А., ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054

*yvnikulin@gmail.com

Рассмотрено влияние величины и направления тока инжекции (I) на спиновую аккумуляцию и термоЭДС в латеральной спинвентильной структуре NiCo/InSb/NiCo, в которой спинпроводящий канал изготовлен из текстурированной пленки антимонида индия. Для нелокальной геометрии инжектирования и детектирования при $T \approx 300$ К установлено, что при токе инжекции I меньшего критического I_c , значение которого определяется геометрией структуры, детектируемое напряжение $U_{ac} = U_s + U_e$ линейно увеличивается с ростом I от единиц до нескольких сотен милливольт и различается знаком для прямого и обратного направлений тока ($||I| < I_c$ – область спиновой аккумуляции, $U_{ac} \approx U_s$). При токах инжекции $||I| > I_c$, наблюдается резкий рост детектируемого напряжения до единиц-десятков милливольт, при этом знак детектируемого напряжения является положительным для обоих направлений тока инжекции ($||I| > I_c$ – доминирует термоэлектрический эффект, $U_{ac} \approx U_e$, $U_s \ll U_e$).

Введение

Исследование явлений спинзависимого транспорта в микро и наноструктурах на основе латеральных спиновых вентилях (ЛСВ) представляет интерес в связи с возможностью разработки и оптимизации устройств спинтроники – жестких дисков, магнитной оперативной памяти, высокочувствительных СВЧ детекторов, спиновых транзисторов. Как правило, в ЛСВ структурах используются сильные ферромагнетики (NiFe, Co, NiCo) и парамагнетики (Al, Cu), однако величина генерируемого спинового сигнала U_s составляет от единиц до нескольких десятков мкВ при криогенных температурах за счет малой длины спиновой диффузии λ_s . В полупроводниках λ_s достигает единиц-десятков микрометров. Принимая во внимание, что полупроводниковый n-InSb характеризуется наибольшими, среди других полупроводников, подвижностью электронов и λ_s , он представляет интерес в качестве материала для создания спинпроводящего канала в ЛСВ структуре. Целью данной работы стало создание латеральных спинвентильных структур NiCo/InSb/NiCo на основе текстурированных пленок InSb(111) с высокой подвижностью электронов и исследование эффектов спиновой инжекции и аккумуляции в нелокальной геометрии (рис. 1а) в

зависимости от величины и направления инжектируемого в структуру тока.

Методика эксперимента

Латеральные спинвентильные структуры (рис. 1а) на основе пленок NiCo ($d \approx 30$ нм) и InSb ($d \approx 350$ нм) были изготовлены с использованием методов позитивной фотолитографии, ионного травления, магнетронного и термического распыления.

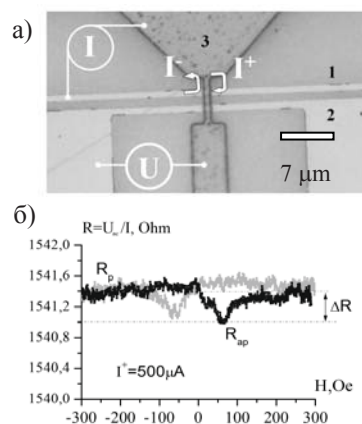


Рис. 1. (а) Латеральная спинвентильная структура NiCo/InSb/NiCo в нелокальной геометрии инжекции и детектирования. 1,2 – ферромагнитные электроды, 3 – InSb; (б) Зависимость параметра $R = U/I$ от магнитного поля H , где U – детектируемое напряжение, I – ток инжекции

В работе исследовались структуры с шириной ферромагнитных электродов и расстоянием между ними 1.2 и 1.5 мкм, соответственно. Особенности спиновой инжекции исследовались при температурах $T \approx 8$ и 300 К 4-х зондовым методом в нелокальных геометриях инжектирования и детектирования (рис. 1а). Магнитное поле величиной $-0.3 \leq H \leq 0.3$ кЭ прикладывалось в плоскости структуры параллельно ферромагнитным электродам. В структуру инжектировался постоянный ток I в двух направлениях I^+ и I^- величиной $I \approx 1 \mu\text{A} - 1.2 \text{ mA}$. Для каждого выбранного значения и направления тока инжекции I определялась зависимость сопротивления R детектирующего контакта от величины магнитного поля H , где $R = U_{ac}/I$, $U_{ac} = U_s + U_e$, U_{ac} – детектируемое напряжение, I – ток, инжектируемый в структуру, U_s – напряжение спиновой аккумуляции, U_e – напряжение термоэлектрического эффекта (рис. 1б). Из полученных зависимостей $R(H)$ определялись значения R_{ap} , R_p и $\Delta R = R_{ap} - R_p$ и $U_{ac} = \Delta R \cdot |I|$, где R_{ap} – сопротивление контакта в случае, когда направление намагниченностей инжектирующего и детектирующего ФМ электродов близко к антипараллельному, R_p – сопротивление структуры в магнитном поле H , соответствующем полю насыщения ФМ электродов.

Результаты и обсуждение

На рис. 2а-в представлены зависимости R_{ap} , ΔR и $U_{ac} = \Delta R \cdot |I|$ от величины и направления тока инжекции при $T \approx 300$ К. Из рисунков видно, что при токах инжекции I меньших критического I_c ($I < I_{c+} \approx 1.1 \text{ mA}$ и $I < I_{c-} \approx 0.5 \text{ mA}$) значения параметров R_{ap} и ΔR почти не зависят от I , а значение U_{ac} линейно увеличивается с ростом тока до $|U_{ac}| \approx 250 - 500 \mu\text{V}$. При этом, снижение температуры измерения до 8 К приводит к росту детектируемого напряжения почти в 2.5-3 раза (вставка к рис. 2в). Принимая во внимание, что величина “спинового” напряжения U_s , линейно зависит от тока инжекции I , можно считать, что диапазон токов инжекции $|I| < I_c$ соответствует области, для которой в детектируемом напряжении U_{ac} доминирует ЭДС спиновой аккумуляции, т.е. $U_{ac} \approx U_s$, $U_e \approx 0$.

Отметим, что величина критического тока I_c существенным образом определяется геометрией и размерами электродов спинвентильной структуры, толщиной пленок, из которых изготавливаются ферромагнитные и немагнитные электроды и, в целом, технологией изготовления структуры.

При значениях тока инжекции большего критического значения I_c ($I > I_{c+} \approx 1.1 \text{ mA}$ и $I > I_{c-} \approx 0.5 \text{ mA}$) наблюдается резкий рост значений детектируемого напряжения U_{ac} для одного из направлений тока («отрицательного» I_{c-}) и изменение знака зависимости $U_{ac}(I)$ для обратного («положительного» I_{c+}) направления тока. Такое поведение зависимости параметра U_{ac} от I может быть обусловлено вкладом термоЭДС в детектируемое напряжение, за счет резистивного нагрева структуры при больших токах инжекции. Принимая во внимание, что протекание инжекционного тока через контакт антимонид индия-ферромагнитный металл независимо от направления I сопровождается выделением тепла, можно предполагать, что второй, детектирующий контакт выступает в роли термопары, для которой нагрев всегда сопровождается генерацией термоЭДС положительной полярности. Таким образом, можно считать, что диапазон токов $|I| > I_c$ соответствует области, для которой в детектируемом напряжении U_{ac} доминирует термоЭДС, т.е. $U_{ac} \approx U_e$, $U_s \ll U_e$.

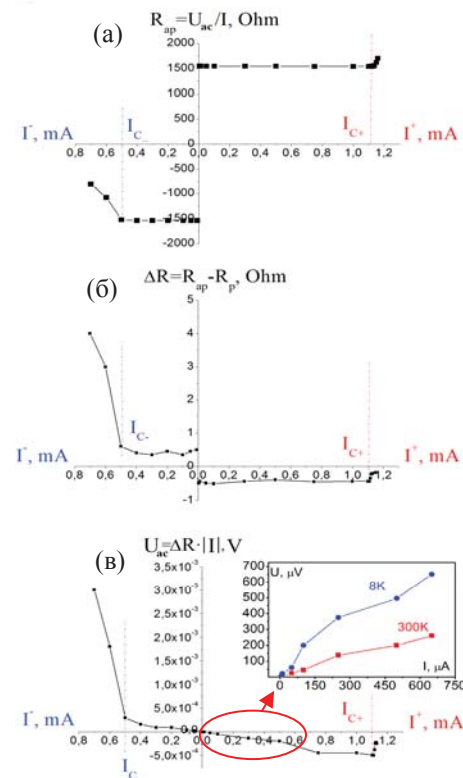


Рис. 2. Зависимости параметров (а) R_{ap} , (б) $\Delta R = R_{ap} - R_p$ и (в) $U_{ac} = \Delta R \cdot |I|$ от величины и направления тока I инжектируемого в структуру при 300К. На вставке к рисунку (в) приведены зависимости генерируемого напряжения от I для $I < I_c$ и температурах 300К и 8К

Магнитные взаимодействия на границе оксидный ферромагнетик/ферромагнитный интерметаллид

Г.А. Овсянников¹, В.В. Демидов¹, Т.А. Шайхулов¹, А.А. Климов¹,
N. Tiercelin², P. Pernod², С.А. Никитов¹

¹ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11-7 Москва, 125009.

² University of Lille, CNRS, Centrale Lille, UMR 8520, IEMN, Lille, F-59000, France.

#gena@hitech.cplire.ru

Исследованы магнитные и резистивные свойства гетероструктур, состоящих из двух пленок: верхний слой - редкоземельные интерметаллические наноструктурированные сверхрешетки, состоящие из обменно-связанных слоёв TbCo₂/FeCo (TCFC), а нижний слой, либо эпитаксиально выращенный манганит La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (LSMO) оптимально допированный стронцием, либо эпитаксиальная пленка железо-итриевого граната Y₃Fe₅O₁₂ (YIG). Материал TbCo₂/FeCo обеспечивает гигантскую магнито-стрикцию, большое значение коэффициента магнитомеханической связи, управляемую наведенную магнитную анизотропию и спин-переориентационные переходы, индуцированные магнитным полем или упругими напряжениями. Проведенные экспериментальные исследования показали, что магнитное взаимодействие гетероструктуры (TbCo₂/FeCo)_n/LSMO имеет антиферромагнитный характер.

Введение

Спинтроника основана на явлениях, связанных с переносом спинового момента. “Чистый” спиновый ток может быть создан несколькими механизмами, среди которых наиболее эффективными являются спиновый эффект Холла [1] и спиновая накачка в режиме ферромагнитного резонанса [2]. Магнитная гетероструктура, как правило, состоит из магнитного и немагнитного слоев. Материалы с сильным спин-орбитальным взаимодействием играют важную роль в детектировании спинового тока. Чистый спиновый ток, который возбуждается при ферромагнитном резонансе (ФМР), может детектироваться с помощью обратного спинового эффекта Холла (ISHE) в материале с сильным спин-орбитальным взаимодействием путем преобразования в ток проводимости. Однако не только немагнитные нормальные металлы могут использоваться в качестве детекторов спинового тока. В ряде работ было показано, что магнитные металлы, такие как пермаллой Py (NiFe), а также Fe, Co, Ni могут использоваться в качестве детекторов спинового тока [3-5].

Экспериментальные результаты

Для выяснения возможности получения спиновой накачки на границе раздела двух материалов исследовался спектр ФМР двухслойной гетероструктуры TCFC/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ на частоте 9.74 ГГц при температуре $T = 292$ К и выше с постоянным полем, лежащим в плоскости

гетероструктуры. Гетероструктура представляла собой плёнку La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (LSMO) с размерами 5x5 мм², выращенную методом лазерной абляции на плоскости (110) монокристаллической подложки из NdGaO₃ (NGO), с последующим напылением на неё квадрата с размерами 2x2 мм² интерметаллида TCFC.

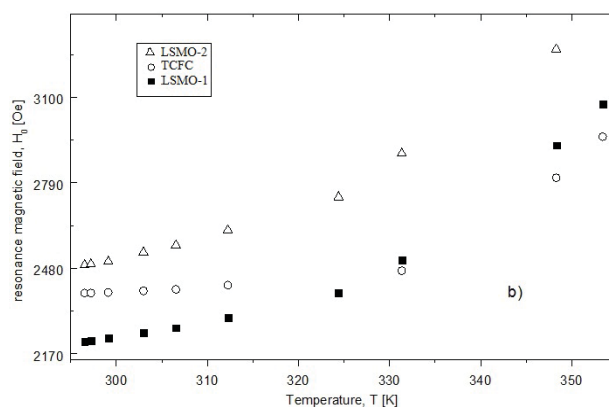


Рис. 1. Температурные зависимости резонансного магнитного поля для трех линий ФМР. Треугольники относятся к LSMO-2, закрашенные прямоугольники к LSMO-1, а кружки к TCFC пленке

Спектр ФМР состоял из трёх разрешённых линий, две из которых принадлежали не покрытой пленкой TCFC плёнке LSMO (LSMO-1) и покрытой слоем

TCFC (гетероструктуре TCFC/LSMO) – LSMO-2. Третья линия принадлежала ферромагнитному слою из интерметаллида. Принадлежность линий ФМР к той или иной плёнке определялась из температурных зависимостей резонансных полей вблизи температур Кюри LSMO (см. рисунок 1). Температурные зависимости спектров от обеих частей LSMO пленки вели себя идентично, в то время как температурная зависимость ФМР от TCFC демонстрировала более высокую температуру Кюри.

Для определения магнитных параметров гетероструктуры сначала анализировалась угловая зависимость ФМР от свободной части LSMO пленки LSMO-1. Затем, используя полученную величину намагниченности слоя LSMO, анализировалась угловая зависимость H_0 для слоя LSMO, покрытого слоем ферромагнитного интерметаллида LSMO-2. Однако, в этом случае учитывалось межслойное обменное взаимодействие, энергия которого включалась в выражение для свободной энергии ферромагнитной плёнки. В результате была определена постоянная обменного взаимодействия $J = -0.24$ Эрг/см, которая показывает, что на границе раздела TCFC/LSMO возникает антиферромагнитное межслойное взаимодействие [6].

Исследовался эффект резкого усиления динамической магнитной восприимчивости (псевдорезонанса) в структурах в виде сверхрешетки итерметаллидов $(\text{FeCo}_2/\text{TbCo}_2/\text{FeCo}_2)/\text{MgO}/(\text{FeCo}/\text{TbCo}_2/\text{FeCo})$ (TCFC_M). Эффект псевдорезонанса заключается в резонансно подобном поглощении радиочастотной (РЧ) мощности в веществах с одноосной магнитной анизотропией при величине внешнего магнитного поля, равной значению поля магнитной анизотропии. Это поглощение наблюдается в очень широком диапазоне частот: от единиц до сотен мегагерц. Для поиска псевдорезонанса использовалась пленочная структура TCFC_M, в которой искусственно создавалась одноосная магнитная анизотропия, помещалась в катушку датчика измерителя добротности резонатора с пленкой Q-метра.

Сигнал ВЧ поглощения регистрировался на частоте 283 МГц методом синхронного детектирования при линейной развертке поля H_0 с амплитудой 150 Э, дополнительно модулированного с частотой 52.3 кГц и амплитудой 1.3 Э.

Спектр псевдорезонанса состоял из двух хорошо разрешенных сигналов, соответствующих разным величинам поля анизотропии H_u в двух ферромагнитных пленках трёхслойной структуры TCFC_M (см. вставку к рис.2). Необходимо отметить, что на данной частоте ферромагнитный резонанс (ФМР) не позволяет разрешить сигналы поглощения от двух плёнок, так как ширины линий ФМР значительно превосходили различие между величинами полей магнитной анизотропии в этих плёнках. Таким образом, с помощью псевдорезонанса удастся определить с хорошей точностью магнитную анизотропию ферромагнитной пленки.

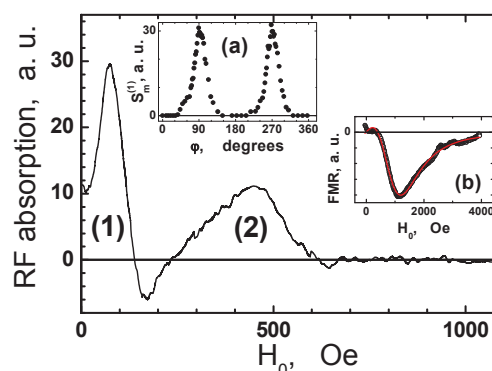


Рис. 2. Радиочастотное поглощение в пленочной ферромагнитной гетероструктуре TCFC_M, состоящей из двух трехслойных пленок (в скобках), разделенных прослойкой из MgO, в зависимости от величины внешнего магнитного поля H_0 , ориентированного перпенди-

Работа частично поддерживалась проектом РФФИ 18-57-16001, а также Международной лабораторией LEMAC-LICS

Литература

1. M.I. Dyakonov, V.I. Perel // Phys. Lett. V. A35: 459 (1971)
2. E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima and G. Tatara // Appl. Phys. Lett., V.88, 182509 (2006).
3. B.F. Miao, S.Y. Huang, D. Qu, C.L. Chien // Phys. Rev. Lett., 111: 066602 (2013).
4. P. Hyde, Bai Lihui, D.M.J. Kumar et al. // Phys. Rev. V. B89, 180404(R) (2014).
5. F. Yang, P.C. Hammel // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 51: 253001 (2018).
6. A.S. Grishin, G.A. Ovsyannikov, A.A. Klimov, et al. // Journal of Electronic Materials, V. 47, 1395 (2018).

Проводимость эпитаксиальных манганитных пленок под действием напряженности, вызванной подложкой

Г.А. Овсянников¹, Т.А. Шайхулов¹, В.А. Шахунов¹, А.А. Климов^{1,3},
В.Л. Преображенский^{2,3}, N. Tiercelin³, P. Pernod³

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11-7 Москва, 125009.

²Волновой центр, ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991, Москва.

³University of Lille, CNRS, Centrale Lille, UMR 8520, IEMN, Lille, F-59000, France.

#gena@hitech.cplire.ru

Представлены результаты исследования электронных транспортных свойств напряженных эпитаксиальных тонких пленок $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LBMO), толщиной 40-100 нм, выращенных с помощью лазерной абляции на подложках $0.79\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ - 0.21PbTiO_3 (PMN-PT), которые являются сегнетоэлектрическими кристаллами с температурой Кюри 150С и высокими пьезоэлектрическими постоянными. Прикладывая напряжение на PMN-PT подложку, исследовалось влияние сегнетоэлектрической поляризации и пьезоэлектрического эффекта на электрические параметры эпитаксиальных LBMO пленок.

Введение

Параметры эпитаксиальных пленок очень часто существенно отличаются от свойств монокристаллов. Как было показано в ряде работ [1,2], причиной изменения электрических и магнитных параметров является напряжение в пленках, вызванное рассогласованием параметров решетки с подложкой, на которую нанесена пленка. Было показано, что трехмерное сжатие кристаллической решетки увеличивает амплитуду вероятности перескока в модели двойного обмена, что ведет к увеличению температуры Кюри (T_c), в то же время двухосные искажения ян-телеровского типа вызывают усиление локализации электронов и уменьшают температуру Кюри T_c [3,4].

Ферромагнитный фазовый переход для однофазного кристалла $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LBMO) происходит при $T_c=345\text{K}$ [5]. В монокристалле LBMO наблюдалась гигантская магнитострикция (до $4 \cdot 10^{-4}$) при температуре, равной температуре Кюри [6]. В пленках LBMO при изменении напряженности пленки возникают множественные резистивные состояния, которые модулируются магнитным полем в широком температурном диапазоне [7].

Экспериментальные результаты

Эпитаксиальные LBMO-пленки толщиной 40–150 нм напылялись на подложки $0.79\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ - 0.21PbTiO_3 (PMN-PT) с помощью лазерной абляции при температуре 600–800°С и давлении кисло-

рода 0.2–0.5 mBar. Использовалась ориентация подложки (011) PMN-PT. Сегнетоэлектрические кристаллы $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ - PbTiO_3 (PMN-PT) имеют поляризацию насыщения $P_r=30$ - 35 C/cm², низкое коэрцитивное поле и высокие пьезоэлектрические постоянные $d_{33}=1500$ pC/N, $d_{32}=-1883$ pC/N и $d_{31}=610$ pC/N. PMN-PT обладает структурой типа перовскит с постоянными решетки близкой к кубу со стороной $a \approx 0.4$ nm [8,9].

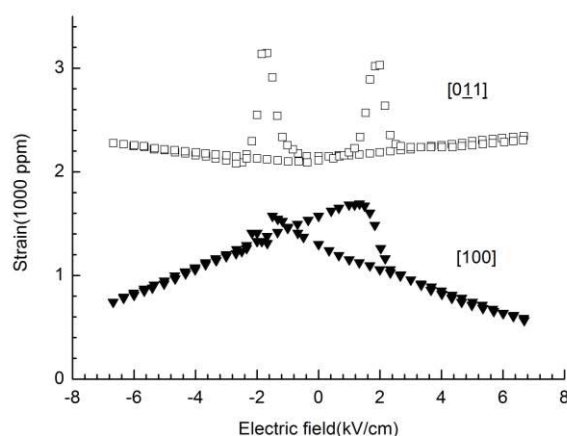


Рис. 1. Зависимость от электрического напряжения, направленного по нормали к подложке, механической деформации подложки вдоль направлений [011] PMN-PT (сверху) и [100] PMN-PT (снизу)

На рисунке 1 показана деформация подложки (011)PMN-PT в двух направлениях [011] PMN-PT (сверху) и [100] PMN-PT (снизу) при электрическом напряжении, приложенном по нормали к подложке. Малое электрическое поле $|E| < 0.1$ kV/cm не при-

водит к существенной деформации подложки в направлении $[011]$, в то же время наблюдается пик деформации в направлении $[001]$ PMN-PT при $|E| \approx \pm 2 \text{ kV/cm}$, которое соответствует коэрцитивной силе сегнетоэлектрической петли гистерезиса. Насыщение сегнетоэлектрической петли PMN-PT наблюдается при напряжениях более 3 kV/cm . Поляризация насыщения равна $Pr = 320 \text{ } \mu\text{C/cm}^2$.

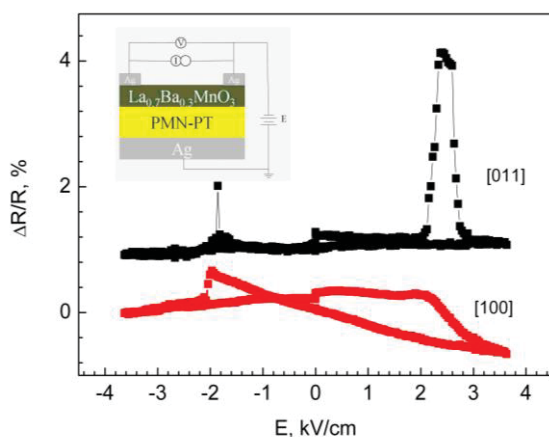


Рис. 2. Зависимость изменения сопротивления LBMO пленки в двух направлениях $[001]$ и $[011]$ PMN-PT от напряженности электрического поля на подложке

На рисунке 2 показана зависимость сопротивления LBMO пленки в двух направлениях от напряженности электрического поля, приложенного по нормали к подложке (см. вставку к рисунку 2). Аналогично изменению механической деформации подложки (рисунок 1) наиболее сильное изменение сопротивления пленки наблюдается в той же области электрических напряжений.

На температурных зависимостях сопротивления всех исследованных пленок с уменьшением температуры ниже комнатной наблюдался пик сопротивления (при $T = T_M$), типичный для манганитов (см. рис.2). При низких температурах ($T < 100 \text{ K}$) удельное сопротивление всех LBMO пленок не выходило на асимптотическое значение, как в пленках LBMO, а продолжало расти, что указывает на сильное влияние процессов рассеяния на примесях, дефектах и границах. Аналогичное поведение $R(T)$ наблюдалось для пленки состава $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$, напыленной на PMN-PT [10].

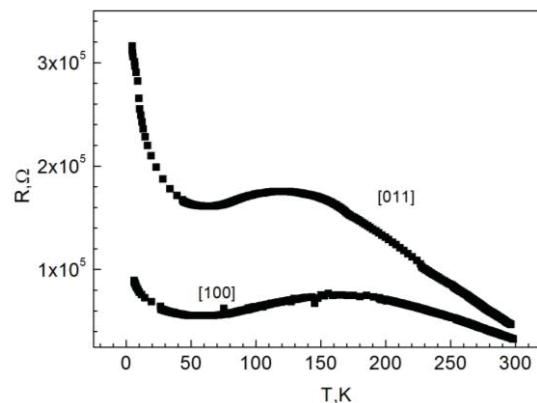


Рис. 3. Зависимость от температуры сопротивления, измеренного в двух направлениях протекания тока: $[011]$ PMN-PT (сверху) и $[100]$ PMN-PT (снизу)

Работа частично поддерживалась проектом РФФИ 16-19-14022, а также Международной лабораторией LEMAC-LICS

Литература

1. A.-M. Haghiri-Gosnet, J.P. Renard // J. Phys D Appl. Phys. V. 36, R127 (2003).
2. G.A. Ovsyannikov, A.M. Petrzhik, I.V. Borisenko et al. // J. Exp. Theor. Phys. V.108, 485 (2009).
3. Y. Lu, J.Klein, C.Hofener, et al. // Phys. Rev., V.B62, 15806 (2000).
4. A.J.Millis, T.Darling, A.Migliori // J. Appl. Phys. V.83, 1588 (1998)
5. H.L. Ju, J. Gopalakrishnan, J.L. Peng, et al. // Phys. Rev., V.B51, 6143 (1995).
6. P.В. Демин, Л.И. Королева, А.З. Муминов, Я.М. Муковский // ФТТ, Т.48, 305 (2006)
7. W. Zhou, Y. Xiong, Z. Zhang, et al. ACS Appl. Mater. Interface, V.8, 5424 (2016)
8. R. K. Zheng, Y. Jiang, Y. Wang, et al Phys. Rev., V 79, 174420 (2009)
9. H. Cao, F. M. Bai, J. F. Li, et al. // J. Appl. Phys., 97, 094101 (2005)7.
10. R. K. Zheng, Y.Wang, H. L.W.Chan, et al. // Appl. Phys. Lett. V.90, 1529043 (2007)

Спин-волновой транспорт в латеральной системе магнитных структур на основе наноразмерных пленок железо-иттриевого граната

С.А. Одинцов^{1,*}, А.В. Садовников¹

¹ Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

*odinoff@gmail.com,

С помощью численного моделирования проведено исследование влияния геометрических параметров на распространение динамической намагниченности поверхностной магнитостатической волны в латеральной системе магнитных структур на основе наноразмерных пленок железо-иттриевого граната.

Введение

Большой интерес представляет исследование динамики спиновых волн, распространяющихся в магнитных волноведущих структурах нанометровых размеров. Особое внимание уделяется применению спиновых волн (СВ) как носителей информационных сигналов, так как существует возможность реализации целого ряда устройств обработки сигнала на принципах магноники, принимая во внимание возможность кодирования сигнала как с помощью амплитуды, так и с помощью фазы спиновой волны. Также необходимо учитывать нелинейные свойства спиновых волн в латеральных структурах, так как они вносят большой вклад в динамику распространения волн в таких структурах [1 - 3]. Как известно, свойства спиновых волн СВ определяются дипольным и обменным взаимодействием в магнитных средах и могут значительно меняться при изменении параметров среды, например, величины и направления поля подмагничивания [4,5]. Также стоит принять во внимание, что уменьшение масштабов структур до наномасштабов ведёт к расширению возможностей устройств создаваемых на основе данных структур.

Основная часть

В настоящей работе рассматриваются структуры, состоящие из латерально связанных ЖИГ нановолноводов. Такие структуры могут быть использованы в качестве базовых элементов для создания различных устройств наноразмеров, таких как фильтров, ответвителей, делителей, мультиплексоров и т.д.

Проведено микромагнитное моделирование исследуемой структуры методом конечных разностей. Методом конечных элементов проведено численное моделирование и исследование динамики распространения СВ в системе двух ограниченных в поперечном направлении латеральных волноводов из железо – иттриевого граната. Показано, как влияют геометрические параметры волноводов на динамику спиновых волн в латеральных структурах наномасштаба.

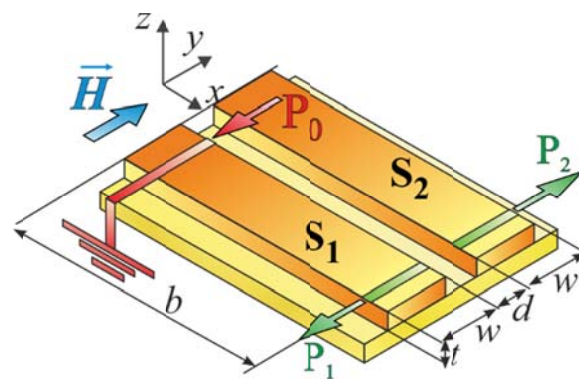


Рис. 1. Схематичное изображение исследуемой структуры

На рис. 1 показано схематичное изображение исследуемой структуры, которая состоит из двух волноводов, расположенных латерально. Ширина обоих волноводов составляет $w = 2$ мкм, а толщина $t = 200$ нм. Расстояние между нановолноводами S_1 и S_2 составляло от 100 до 500 нм. Длина волноводов составляла 40 мкм для S_1 и S_2 .

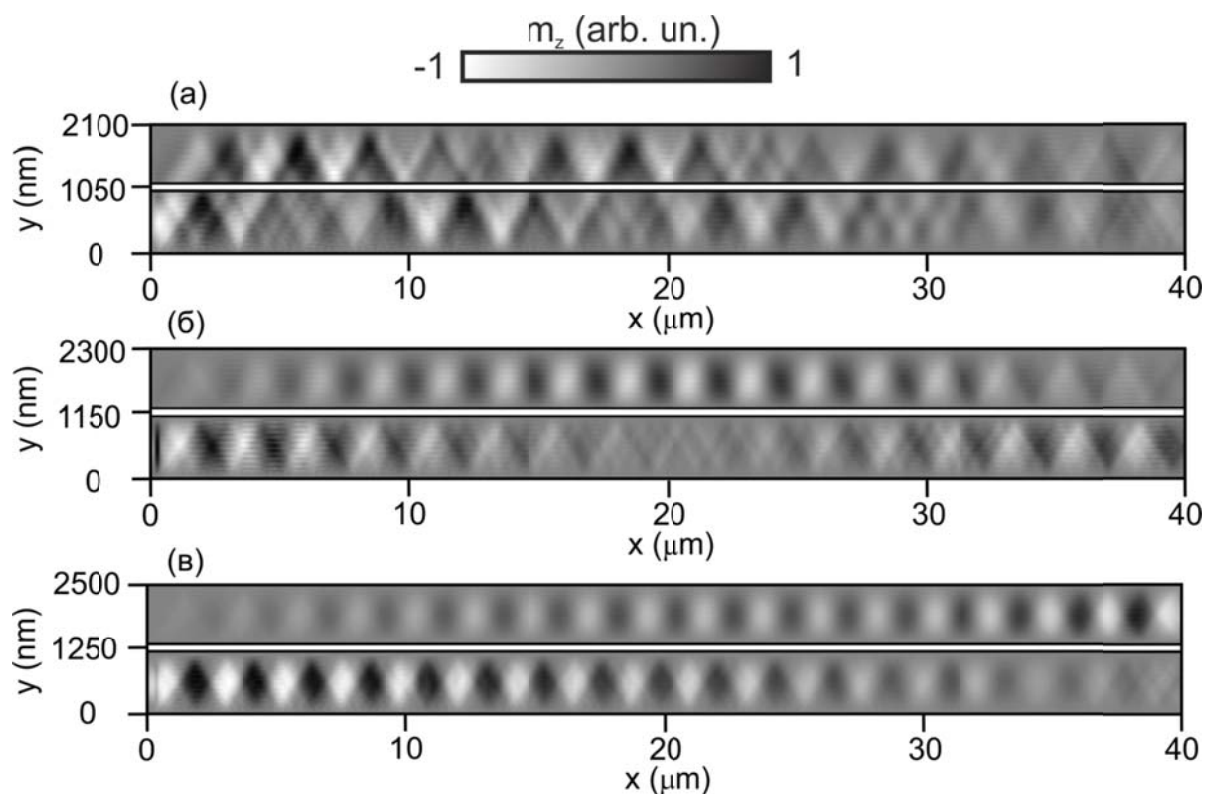


Рис. 2. Пространственные карты динамической намагниченности m_z

Структура была помещена в однородное статическое магнитное поле $H = 1200$ Э, ориентированное вдоль короткой оси каждого нановолновода для эффективного возбуждения направляемой магнито-статической поверхностной волны (MSSW).

В работе производилось определение оптимальных геометрических параметров латеральной системы магнитных структур на основе наноразмерных пленок. На рис. 2 показаны результаты микромагнитного моделирования динамики ПМСВ в исследуемой структуре для разных расстояний между волноводами. Зазоры на рис. 2 а, б, в были равны $d = 100, 300$ и 500 нм, соответственно. Все расчёты производились на частоте $f = 5.25$ ГГц. Видно, что при изменении ширины зазора меняется длина связи между волноводами. Стоит отметить, что влияние геометрических параметров в наномасштабе гораздо сильнее сказывается на параметре связи, в отличие от микромасштабов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 18-37-20005) и гранта Президента РФ (МК-3650.2018.9).

Литература

1. A.V. Sadovnikov, S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova et al. // *IEEE Magn. Lett.*, V. 9, I. 1, p. 1 - 5 (2018).
2. A.V. Sadovnikov, S.A. Odintsov, E. N. Beginin et al. // *Phys. Rev. B* 96, 144428 (2017).
3. A.V. Sadovnikov, S.A. Odintsov, E.N. Beginin et al. // *JETP Lett.*, V.107:1 (2018), p. 25 – 29, (2018).
4. G. Gubbiotti, S. Tacchi, G. Carlotti et al. // *Phys. Rev. B* 72, 224413 (2005).
5. M.P. Kostylev, G. Gubbiotti, J.-G. Hu et al. // *Phys. Rev. B* 76, 054422 (2007).

Синхронное движение магнитных вихрей в паре нанолент

В.А. Орлов^{1,*}, А.А. Иванов², И.Н. Орлова³

¹ Сибирский федеральный университет, пр. Свободный 79, г. Красноярск, 660041.

² Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок 50, г. Красноярск, 660036.

³ Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, ул. Перенсона 7, г. Красноярск, 660049.

* orlhome@rambler.ru

В работе теоретически исследуются периодическое движение взаимодействующих вихревых доменных стенок в паре нанолент. Модель представляет собой две параллельно расположенные наноленты с доменной структурой намагниченности. Домены разделены вихревыми стенками. Магнитные подсистемы лент взаимодействуют магнитостатически. Это обуславливает существование нормальных мод движения магнитных вихрей в лентах. Используя эмпирические выражения для магнитной энергии взаимодействия вихревых стенок, вычислены частоты коллективных мод намагниченности. Расчеты проведены на основе уравнений Тилля.

Внимание к квазидвумерным объектам, таким как нанопроволоки и наноленты связано с перспективами конструирования на их основе разнообразных устройств спинтроники [1-3]. В массивах близко расположенных проволок (лент) нельзя исключать взаимодействие их магнитных подсистем, что влияет на устойчивость намагниченности [4-6].

В настоящей работе мы ставим целью описание циклического характера движения вихревых стенок в паре магнитостатически взаимодействующих нанолент (см. рисунок 1).

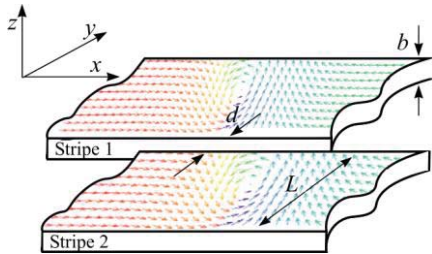


Рис. 1. Модель параллельно расположенных лент. Цветными стрелками показано характерное распределение намагниченности

В основе аналитических расчетов лежит идеология представления уравнения Ландау-Лифшица через коллективные переменные [7]. В роли таких переменных выступают скорость и координаты центра магнитного вихря – ядра. Состояние намагниченности вихря традиционно задается двумя параметрами: полярность ядра $p = \pm 1$ (вдоль или против нормали к поверхности ленты) и киральность $q = \pm 1$ (вращение намагниченности по или против часовой стрелки). Часто для задания магнитного состояния вихрей удобно использовать топологический заряд $\pi_T = pq = \pm 1$. Система уравнений Ти-

ля применительно к вихревым стенкам двух лент имеет вид:

$$\begin{cases} \mathbf{G}_1 \times \mathbf{v}_1 - D\mathbf{v}_1 - \nabla W_1 = 0, \\ \mathbf{G}_2 \times \mathbf{v}_2 - D\mathbf{v}_2 - \nabla W_2 = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь, $G_\alpha = \pi_{T\alpha} G_0 (1 - ph)\mathbf{k}$ – гирровектор (\mathbf{k} – единичный вектор вдоль оси, перпендикулярной плоскости лент, $G_0 = 2\pi M_S b / \gamma$), \mathbf{v} – скорость ядра, D – коэффициент эффективного вязкого трения, $h = H / (\mu_0 M_S)$ – безразмерное постоянное поле, приложенное перпендикулярно плоскости лент, α – номер ленты. Третье слагаемое в левой части уравнений (1) отвечает за недиссипативные силы, действующие на ядро вихря. К ним относим: возвращающая сила, сила взаимодействия с ядром вихря соседней ленты и сила, действующая на ядро вследствие взаимодействия намагниченности с внешним магнитным полем. Энергию ядра вихря представим в виде:

$$W(x_1, x_2, y_1, y_2) = \frac{1}{2} \chi (y_1 - y_{01})^2 + \frac{1}{2} \chi (y_2 - y_{02})^2 + w_0 f_x(\Delta x) f_y(\Delta y) + W_H$$

Здесь χ – жесткость магнитной подсистемы, x, y – координаты ядер вихрей, w_0 – некоторая постоянная. При малых смещениях можно записать:

$$f_x(\Delta x) \approx \left(1 - \frac{\kappa_x \Delta x^2}{2w_0} \right), \quad f_y(\Delta y) \approx \left(1 - \frac{\kappa_y \Delta y^2}{2w_0} \right),$$

Здесь κ – жесткость связи ядер вдоль осей координат. Для решения (1) использовался метод комплексных амплитуд.

Распределение полярностей, киральностей и значения частот мод ω приведены в таблице 1. Некоторые состояния многократно вырождены, поэтому имеется шесть собственных частот. Зависимость поглощаемой мощности от частоты внешнего переменного поля изображены на рис. 2 и 3.

Таблица 1. Набор собственных частот системы. Обозначения: $\omega_{x,y} = \kappa_{x,y}/G_0$, $\Omega = \chi/G_0$ – эффективные жесткости вдоль осей и жесткость связи ядер вихрей соответственно

№	$\{p_1, p_2, q_1, q_2\}$	ω
1	$\{1, 1, \pm 1, \pm 1\}$	$2\omega_x(\Omega + 2\omega_y)/(1-h)^2$
2	$\{1, 1, \pm 1, \mp 1\}$	$2\omega_x\Omega/(1-h)^2$
3	$\{\pm 1, \mp 1, 1, 1\}$, $\{\pm 1, \mp 1, -1, -1\}$	$2\omega_x(\Omega(1+h^2) + 2\omega_y h^2)/(1-h^2)^2$
4	$\{\pm 1, \mp 1, 1, -1\}$, $\{\pm 1, \mp 1, -1, 1\}$	$2\omega_x(\Omega(1+h^2) + 2\omega_y)/(1-h^2)^2$
5	$\{-1, -1, \pm 1, \pm 1\}$	$2\omega_x(\Omega + 2\omega_y)/(1+h)^2$
6	$\{-1, -1, \pm 1, \mp 1\}$	$2\omega_x\Omega/(1+h)^2$

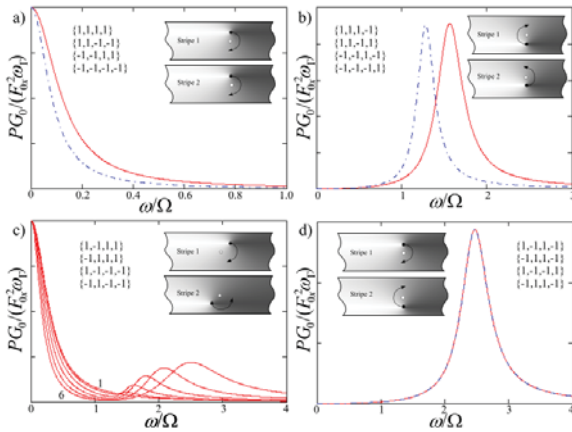


Рис. 2. На рисунках а) и б) пунктирными кривыми показана мощность для случаев отрицательного поля h . На рисунке с) показано семейство кривых 1-6 при постоянных перпендикулярных полях с шагом $\Delta h = 0.1$. На вставках показаны сочетания p, q и изображены фазы и направления движения ядер вихрей

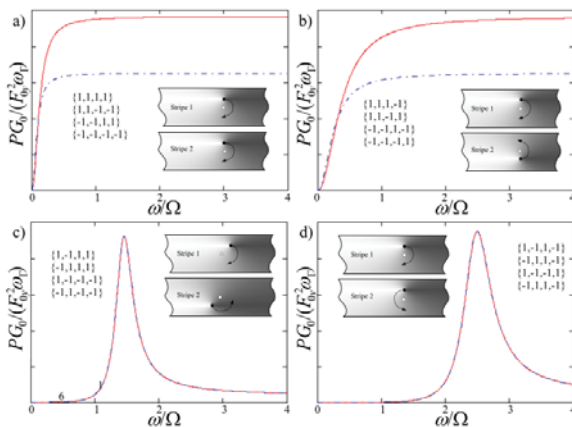


Рис. 3. Зависимость поглощаемой мощности (измеряется в условных единицах) от частоты переменного поля, приложенного вдоль длинной оси лент. Кривые построены для тех же параметров, что на рис. 2

Заключение

Решение уравнений движения показал, что существуют сочетания полярностей и киральностей вихревых стенок нанолент, при которых их движение носит резонансный характер. В пренебрежении затуханием получено простое выражение для частот резонансов в зависимости от топологического заряда вихрей, величины и направления постоянного магнитного поля, включенного перпендикулярно поверхности лент.

Знание сочетаний $\{p_1, p_2, q_1, q_2\}$, при которых реализуется резонансное или нерезонансное поведение в переменных полях, открывает возможности для целенаправленного управления намагниченностью в массивах лент. Это особенно важно в контексте разработки устройств хранения информации. Зависимость частот мод коллективного движения вихревых стенок от внешнего поля позволяет считать подобные системы хорошими кандидатами для применения в разнообразных датчиках полей и прочих устройств спинтроники.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00161

Литература

1. D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R. P. Cowburn // *Science*, V. 309, 1688-1692 (2005).
2. M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, Ch. Rettner, S.S.P. Parkin, // *Science*, V. 320, 209-211 (2008).
3. S. S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas// *Science*, V. 320, 190-194 (2008).
4. I. Purnama, M. Chandra Sekhar, S. Goolaup, W. S. Lew // *Appl. Phys. Lett.*, V. 99, 152501 (2011).
5. Ch. Murapaka, S. Goolaup, I. Purnama, W. S. Lew // *Appl. Phys. Lett.*, V. 117, 053913 (2015).
6. V. A. Orlov, R. Yu. Rudenko, A. V. Kobayakov, A. V. Lukyanenko, P. D. Kim, V. S. Prokopenko, I. N. Orlova // *JETP*, V. 126, 523-534 (2018).
7. A. Thiele // *Phys. Rev. Lett.*, V. 30, 230 (1973).

Приближение Бете для двумерной спин-псевдоспиновой системы

Ю.Д. Панов^{1,*}, А.С. Москвин¹, В.А. Улитко¹, А.А. Чиков¹

¹ Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

*yuri.panov@urfu.ru

Рассмотрена двумерная спин-псевдоспиновая модель, которая обобщает разбавленную антиферромагнитную модель Изинга с заряженными немагнитными примесями на случай двух типов зарядов. Аналитические результаты в приближении Бете сравниваются с результатами численного моделирования классическим методом Монте-Карло при различных параметрах.

Введение

Одной из актуальных проблем в физике сверхпроводящих купратов является конкуренция магнитного и зарядового упорядочений в высокотемпературной фазе недодопированных составов. В то время, как изучение взаимосвязи магнетизма и сверхпроводимости в купратах имеет долгую историю [1], наличие зарядового упорядочения и взаимное влияние спинового и зарядового упорядочения в купратах наиболее активно исследуется в течении последнего десятилетия [2,3].

Ранее [4,5] нами была предложена упрощенная статическая двумерная спин-псевдоспиновая модель для CuO_2 плоскости купрата, в которой наряду с CuO_4^{6-} центрами, обладающими спином $1/2$, рассматриваются взаимодействующие CuO_4^{5-} и CuO_4^{7-} -центры со спином 0 в основном состоянии. Многоэлектронные валентные состояния $\text{CuO}_4^{5-;6-;7-}$ (соответствующие, формально, состояниям ионов меди $\text{Cu}^{1+;2+;3+}$) описываются как компоненты псевдоспинового триплета $S = 1$ с $M_S = -1, 0, +1$, соответственно, что позволяет использовать псевдоспиновый формализм для псевдоспина $S = 1$. В данной работе мы сравниваем аналитические результаты в приближении Бете с результатами численного моделирования [6] классическим методом Монте-Карло при различных параметрах.

Приближение Бете

Гамильтониан статической спин-псевдоспиновой модели имеет вид

$$H = \Delta \sum_i S_{zi}^2 + V \sum_{\langle ij \rangle} S_{zi} S_{zj} + \tilde{J} \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_{zi} \sigma_{zj} - \mu \sum_i S_{zi} - \tilde{h} \sum_i \sigma_{zi}, \quad (1)$$

где S_{zi} это z -компонента псевдоспина $S = 1$ на узле, $\sigma_{zi} = P_{0i} S_{zi}/s$ – нормированная z -компонента спина $s = 1/2$, умноженная на оператор проектирования $P_{0i} = 1 - S_{zi}^2$. Параметры $\Delta = U/2$ и $V > 0$ определяют зарядовые корреляции на узле и между узлами решетки соответственно, $J = \tilde{J}/s > 0$ – обменное взаимодействие Изинга между ионами Cu^{2+} , $h = \tilde{h}/s$ – внешнее магнитное поле, μ – химический потенциал, необходимый для учета условия постоянства допированного заряда, $nN = \sum_i \langle S_{zi} \rangle = \text{const}$, где n – плотность допированного заряда. Суммирование идет по узлам двумерной квадратной решетки, $\langle ij \rangle$ означает ближайших соседей.

Полученная из неравенства Боголюбова оценка свободной энергии f системы в расчете на один узел решетки в приближении Бете имеет вид

$$f = -\frac{1}{n_c \beta} \ln Z_c + C_1 [V(n^2 - a^2) + \tilde{J}(m^2 - l^2)] + C_2 [b_z n + ba + g_z m + gl] - \tilde{h} m, \quad (2)$$

где n_c – число узлов в кластере, $\beta = 1/k_B T$. С учетом антиферромагнитного характера спинового и псевдоспинового взаимодействия, мы ввели подрешетки A и B , и определили ферро- и антиферромагнитные параметры порядка: $\langle S_{zA,B} \rangle = n \pm a$, $\langle \sigma_{zA,B} \rangle = m \pm l$. Соответствующие молекулярные поля описывают взаимодействие граничных узлов кластера с окружением:

$$H_c = \Delta \sum_i^c S_{zi}^2 + V \sum_{\langle ij \rangle}^c S_{zi} S_{zj} + \tilde{J} \sum_{\langle ij \rangle}^c \sigma_{zi} \sigma_{zj} - b_z \sum_i^o S_{zi} - g_z \sum_i^o \sigma_{zi} - b(\sum_i^{o,A} S_{zi} - \sum_i^{o,B} S_{zi}) - g(\sum_i^{o,A} \sigma_{zi} - \sum_i^{o,B} \sigma_{zi}), \quad (3)$$

где индекс верхний индекс суммы c означает весь кластер, o – его границу, A (B) – узлы подрешетки A (B). Статистическая сумма кластера $Z_c = \text{Tr}(e^{-\beta H_c})$ стандартным образом определяет выражения параметров порядка через молекулярные поля.

Минимизация свободной энергии приводит к уравнениям для параметров порядка, которые необходимо дополнить уравнением для концентрации допированного заряда:

$$C_3 V a = b, \quad C_3 \tilde{J} l = g, \quad n = \frac{1}{n_o \beta} \frac{\partial \ln Z_c}{\partial b_z}. \quad (4)$$

Значения констант C_1 , C_2 , C_3 для кластеров на рис. 1. приведены в табл. 1.

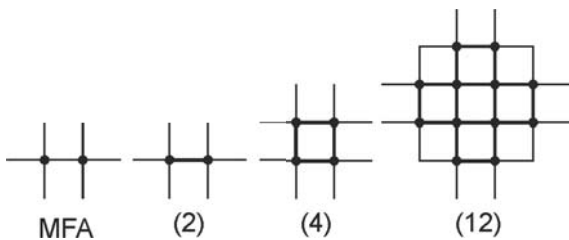


Рис. 1. Различный выбор кластеров Бете. MFA соответствует обычному приближению среднего поля

Таблица 1. Значения констант C_1 , C_2 , C_3 для кластеров на рис. 1.

Кластер	n_c	n_o	C_1	C_2	C_3
MFA	2	2	1	4	4
(2)	2	2	3/2	1	3
(4)	4	4	1	1	2
(12)	12	8	2/3	2/3	2

Решение уравнений (4) совместно с выражением (2) для свободной энергии позволяет определить термодинамические свойства системы. На рис. 2 приведены зависимости от параметра Δ для температур зарядового (CO) и антиферромагнитного (AFM) упорядочений в различных приближениях, которые могут быть найдены из уравнений:

$$\frac{c_3 V}{n_o \beta Z_c} \left. \frac{\partial^2 \ln Z_c}{\partial b^2} \right|_0 = 1, \quad \frac{c_3 \tilde{J}}{n_o \beta Z_c} \left. \frac{\partial^2 \ln Z_c}{\partial g^2} \right|_0 = 1, \quad (5)$$

где индекс 0 означает, что $a = 0$, $m = 0$ и $l = 0$.

Увеличение размера кластера приближает аналитические результаты к численным в случаях чистых фаз (при $\Delta \rightarrow \pm \infty$), однако в области фрустрации, где происходит смена типа упорядочения, наблюдается более медленная сходимость.

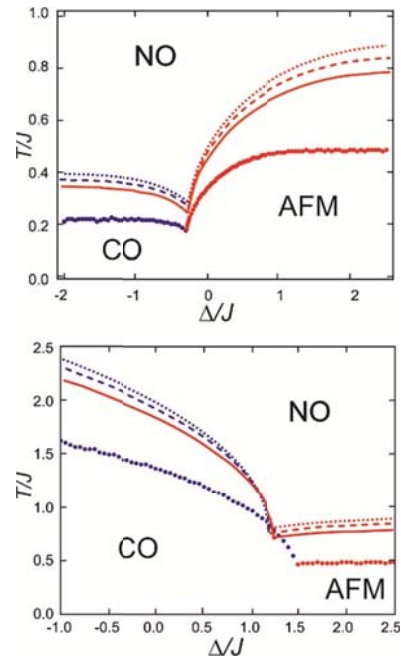


Рис. 2. Фазовые диаграммы при $n = 0.1$, $V/J = 0.1$ (верхняя панель) и $V/J = 1.0$ (нижняя панель). Точечный пунктир соответствует MFA, штриховая линия – приближению (2), сплошная линия – приближению (4). Сплошные кружки показывают результаты расчетов методом Монте-Карло [6].

Работа выполнена при поддержке Программы 211 Правительства Российской Федерации, соглашение 02.А03.21.0006 и проектов № 2277 и № 5719 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

Литература

1. R.J. Birgeneau, C. Stock, J.M. Tranquada et al. // J. Phys. Soc. Japan, V. 75, 111003 (2006).
2. E. Fradkin, S.A. Kivelson. Nature Physics, V. 8, 864 (2012).
3. O. Cyr-Choiniere, G. Grissonnanche, S. Badoux et al. // Physical Review B, V. 92, 224502 (2015).
4. A.S. Moskvin // J. Phys.: Condensed Matter, V. 25, 085601 (2013).
5. Y.D. Panov, A.S. Moskvin, A.A. Chikov et al. // J. Low Temp. Phys., V. 187, 646 (2017).
6. Y.D. Panov, V.A. Ulitko, K.S. Budrin et al. // J. Magn. Magn. Mater., V. 477, 162 (2019).

Магнитные и резонансные свойства пленок в системе Fe-Vi

Г.С. Патрин^{1,2,*}, В.Ю Яковчук², С.А. Яриков^{1,2}, Я.Г. Шиян^{1,2}, В.П. Фурдык¹

¹ Сибирский федеральный университет, проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041.

² Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, 660036.

*patrin@iph.krasn.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований магнитных и резонансных свойств пленочных структур в системе Fe-Vi. Обнаружено, что интерфейсная анизотропия зависит от очередности нанесения магнитного и немагнитного слоев, причем для пленок Vi/Fe эффект проявляется сильнее. Также обнаружен эффект обменного смещения, величина которого зависит от толщины полуметаллического слоя висмута.

Введение

Магнитные наноразмерные слоистые структуры с полуметаллической прослойкой являются слабо изученными объектами, и представляют значительный интерес для физики конденсированного состояния. В этом направлении продолжают работы, как в плане разработки технологии, так и в плане изучения фундаментальных свойств, в частности, влияние интерфейса на магнитные и транспортные свойства. В ряду полупроводниковых и полуметаллических элементов висмут выделяется тем, что он практически не образует химических соединений с 3d-металлами [1], что делает его удобным материалом при создании слоистых структур с резкой границей раздела. В зависимости от технологии получения получают либо твердые растворы [2] при больших скоростях и высоких температурах напыления (пленки Fe_xVi_{1-x}), либо пленочные структуры при малых скоростях напыления (Fe/Vi) [3]. В первом случае, как правило, реализуется магнитное состояние типа «спиновое стекло», а во втором случае спектр проявлений гораздо шире.

Методика эксперимента

Пленки были получены методом термического испарения при базовом вакууме $P \sim 10^{-6}$ Тор. В качестве магнитного материала был выбрано железо в силу того, что в нашем случае легко контролировать образование метастабильных модификаций железа, чтобы не затуманивать межслоевое взаимодействие. Были синтезированы пленки Fe/Vi, Vi/Fe, Fe/Vi/Fe и реперная пленка Fe. Толщина железного слоя t_{Vi} составляла около 10 нм, а толщина висмутового слоя была 15 нм. В случае структуры Fe/Vi/Fe пленки имели различные толщины висмутовой прослойки.

Толщины слоев определялись методами рентгеновской спектроскопии. Электронно-микроскопические измерения показали, что слои являются сплошными по площади и их состав соответствует номинальному. Никаких следов наличия соединений 3d-металл-висмут не обнаружено. Присутствие окисла железа также не обнаружено. Структура поверхности пленок исследовалась на атомном силовом микроскопе Veeco Multi Mode (разрешение 1 нм). Получено, что высота шероховатости поверхности не превышает 2.5 нм. Это значит, что при использованных толщинах немагнитной прослойки контактных «закоротоков» между соседними магнитными слоями быть не может. Намагниченность измерялась на СКВИД-установке MPMS-XL. Магнитное поле лежало в плоскости пленки.

Результаты и обсуждение

При магнитостатических измерениях в двухслойных пленках обнаружена зависимость коэрцитивной силы от очередности нанесения слоев висмута и железа (см. рис. 1).

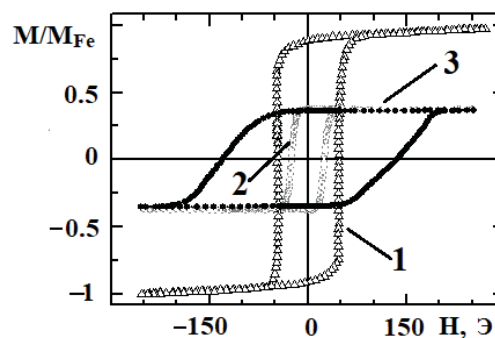


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности пленок: 1 – Fe/Fe, 2 – Fe/Vi, 3 – Vi/Fe. $T = 300K$

Спектр магнитного резонанса (см. рис. 2) также зависит от порядка нанесения магнитного и немаг-

нитного слоев и отличается от спектра для реперной пленки номинально чистого железа. Эти результаты связываются с появлением дополнительной магнитной анизотропии на интерфейсе Fe-Bi.

Кривая 3 на рис. 2 показывает, что при нанесении магнитного слоя поверх немагнитного слоя висмута появляется интерфейсная магнитная анизотропия. Таким образом верхний и нижний (M_1) магнитные слои становятся неэквивалентными и в случае 3 верхний магнитный слой разбивается на два подслоя с намагниченностями M_2 и M_3 .

В случае трехслойных пленок Fe/Bi/Fe обнаружены зависимость коэрцитивной силы от толщины висмута и эффект обменного смещения, также зависящий от толщины немагнитной прослойки (см рис. 3). Температурные зависимости намагниченности, снятые в разных полях также показывают необычное поведение. При охлаждении в слабом магнитном поле и дальнейшем измерении в поле возникает наведенная отрицательная намагниченность. Этот эффект связывается с образованием на интерфейсе сильно анизотропного подслоя, антиферромагнитно связанного со слоем железа и разделенного слоем висмута.

Полученные результаты можно интерпретировать следующим образом. При охлаждении в нулевом магнитном поле и магнитной анизотропии интерфейсной гранулярной подсистемы (M_2) превышающей по абсолютной величине отрицательное межслоевое взаимодействие через висмутосую прослойку реализуется состояние типа обменного смещения. При этом анизотропная часть намагниченности гранулярной подсистемы в малых полях будет подмагничивать третий слой сильнее, чем магнитное поле намагничивает первый слой. В этом случае температура перехода через ноль намагниченности будет зависеть от магнитного поля в силу зависимости $M_1(H)$. Заметим, что для пленки с толщиной висмута $t_{Bi} = 3.5$ нм обмен между подсистемами M_1 и M_2 является ферромагнитным, и ситуация аналогична той, что наблюдается в двух фазных пленках кобальта [4] и никакого обменного смещения нет.

Таким образом, в силу того, что висмут поверхностно активное вещество и на его реакционную способность влияет температура подложки, в при-

поверхностном слое реализуется подсистема сильно анизотропных наногранул железа. Как следствие этого реализуется фрустрированное состояние при наложении магнитного поля и возникает эффект обменного смещения.

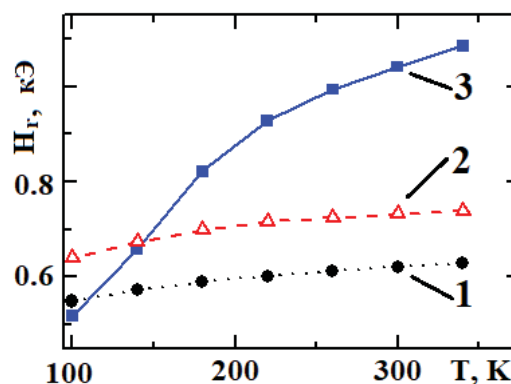


Рис. 2. Температурные зависимости резонансного поля пленок: 1 – Fe/Fe, 2 – Fe/Bi, 3 – Bi/Fe

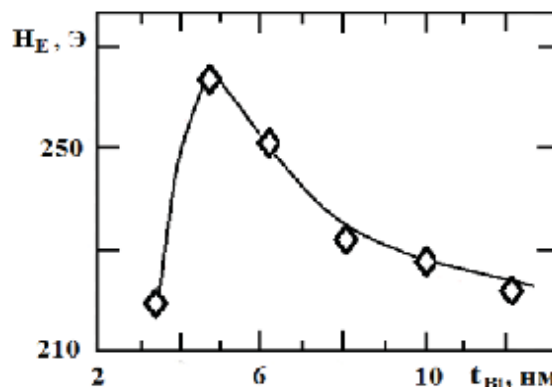


Рис. 3. Зависимость обменного смещения H_E от толщины немагнитной прослойки в пленках Fe/Bi/Fe при $T=4.2$

Настоящие исследования ведутся при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-02-00161-а).

Литература

1. Денисов В.М., Белоусова Н.В., Моисеев Г.С. и др. Висмут-содержащие материалы. Структура и физико-химические свойства. Екатеринбург: УрО РАН, (2000) 430 с.
2. Q.M. Chen, F.Z. Cui, Y.D. Fan, H.D. Li. J. Appl. Phys. 63, 2452 (1988).
3. F.Z. Cui, Y.D. Fan, Y. Wang, et all. J. Appl. Phys. 68, 701 (1994).
4. G.S. Patrin, I.A. Turpanov, A.V. Kobayakov, et all. Phys. Sol. St. 56. 302 (2014).

Электронная структура и оптические явления в сложно-структурном магнитоэлектрике-антиферромагнетике CuV_2O_4

Р.В. Писарев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, 194021 Санкт Петербург

*pisarev@mail.ioffe.ru

Метаборат меди CuV_2O_4 является уникальным соединением (пр. гр. №122, $Z=12$), поскольку на сегодняшний день неизвестны другие материалы, кристаллизующиеся в такой же структуре. Наличие в элементарной ячейке 12 магнитных ян-теллеровских атомов Cu^{2+} в разных позициях и с разным характером взаимодействий, что приводит к необычайно богатой магнитной фазовой диаграмме ниже антиферромагнитного перехода при $T_N=21$ К. В докладе будут рассмотрены примеры необычных линейных и нелинейных оптических и магнитооптических явлений в этом интересном материале.

Введение. Метаборат меди CuV_2O_4 кристаллизуется в нецентросимметричной структуре, (точ. гр. $-42m$, пр. гр. $I-42d$, №122), которая оказалась совершенно уникальной, поскольку подобные соединения с такой же структурой на сегодняшний день не известны. Магнитные ян-теллеровские ионы меди Cu^{2+} (оболочка $3d^9$, $L=0$, $S=1/2$) занимают два типа неэквивалентных позиций $4b$ ($-S$) и $8d$ (C_2) [1]. $4b$ -подсистема меди Cu^{2+} переходит в антиферромагнитное состояние ниже $T_N=21$ К, а $8d$ -подсистема лишь частично упорядочена вплоть до самых низких температур. Магнитная фазовая диаграмма в координатах температура-поле оказалась весьма сложной с наличием коллинеарных и неколлинеарных фаз [2]. В докладе будет дан обзор оптических и магнитооптических свойств CuV_2O_4 , которые во многих отношениях оказались совершенно необычными. Оптические свойства оказались тесно связанными с позициями ионов меди и магнитными фазовыми переходами.

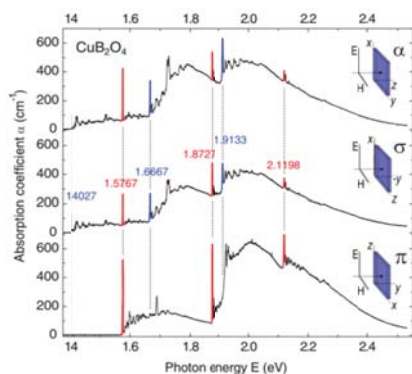


Рис. 1. Спектры оптического поглощения для трех α , σ и π поляризаций. Узкие линии поглощения соответствуют экситонным состояниям [3]

Специфика оптического поглощения. На Рис. 1 показаны оптические спектры CuV_2O_4 характеризуются шестью узкими безфононными линиями, вызванными электронными переходами между $3d^9$ состояниями ионов Cu^{2+} в двух неэквивалентных позициях. Эти наблюдения всех безфононных линий позволили впервые определить истинные параметры кристаллического поля [3]. Безфононные линии сопровождаются богатой структурой фононных сателлитов. Детальное исследование фононного спектра с использованием инфракрасной и рамановской спектроскопии было проведено в работе [4].

Генерация второй оптической гармоники. CuV_2O_4 является нецентросимметричным кристаллом, и это позволило провести исследование резонансной генерации второй оптической гармоники, разделить сигналы от двух неэквивалентных $4b$ и $8d$ подсистем меди и обнаружить различное температурное и полевое поведение каждой из двух подсистем [5]. Некоторые из этих результатов показаны на рис. 2.

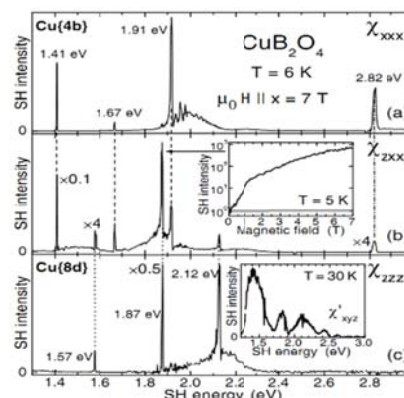


Рис. 2. Спектры генерации второй оптической гармоники для разных типов нелинейной восприимчивости в двух позициях иона меди [5]

Антиферромагнитный дихроизм. CuV_2O_4 характеризуется сложной магнитной фазовой диаграммой, где имеют место соразмерные и несоизмерные магнитные фазы, и переходы между ними имеют место при изменении температуры и магнитного поля [2]. Нами было проведено исследование ранее не наблюдавшегося антиферромагнитного (АФМ) дихроизма, т.е. разности коэффициентов поглощения при поляризации света вдоль и перпендикулярно спиновой подсистеме, см. рис. 3 [6]. Эффект наблюдался только на экситонных переходах в 4b подсистеме. [5]. АФМ дихроизм возникает ниже $T_N=21$ К, растет при понижении температуры, а в области 6-8 К регистрируются изменения магнитной структуры и два фазовых перехода. Исчезновение АФМ дихроизма разумно связать с возникновением неколлинеарной антиферромагнитной структуры в соответствии с фазовой диаграммой, приведенной в [2].

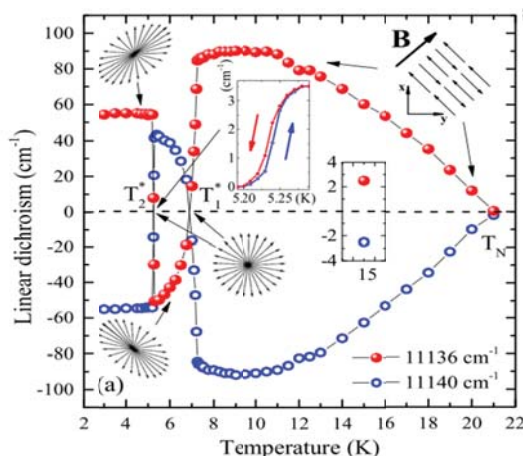


Рис. 3. Температурная зависимость АФМ дихроизма на двух компонентах первой экситонной линии в 4b подсистеме в CuV_2O_4 . Аномальное поведение АФМ дихроизма в области $T = 6-8$ К свидетельствует о наличии нескольких магнитных фазовых переходов [6]

Импульсное стимулированное рамановское рассеяние. Детальное исследование динамики решетки CuV_2O_4 с использованием методов рамановской и инфракрасной (ИК) спектроскопии [7] послужило для нас хорошим основанием для проведения исследований импульсного стимулированного рамановского рассеяния (impulsive stimulated Raman scattering – ISRS) на фононах. Эксперименты проводились методом накачки-зондирования (pump-probe spectroscopy) с использованием импульсных лазерных источников с длительностью импульсов накачки 90 фс (энергия фотона 1.08 эВ) и проба

50 фс (1.55 эВ). Геометрия поляризационного эксперимента показана на рис. 4, где регистрировалось наведенное двупреломление пробного импульса.

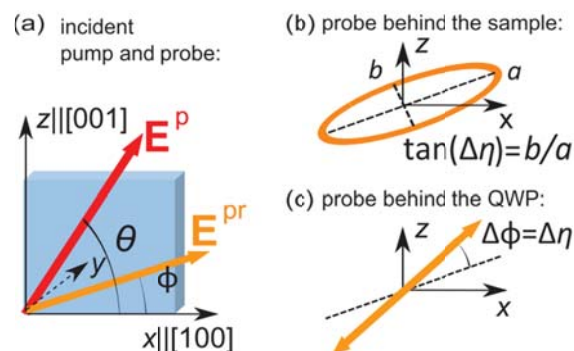


Рис. 4. Поляризационная схема эксперимента для изучения импульсного стимулированного рамановского рассеяния (ISRS) на фононах в CuV_2O_4 . Схема показывает относительную ориентацию осей кристалла $x||[100]$ и $z||[001]$, и поляризации импульсов накачки \mathbf{E}^p и зондирования \mathbf{E}^{pr} . В результате измеряется наведенное импульсом накачки линейное двупреломление

Результаты исследований позволили обнаружить несколько фононов разной симметрии в диапазоне 4-14 ТГц и провести их сопоставление с фононами, наблюдавшимися методами ИК и рамановской спектроскопии. Анализ показал существенное различие между процессами когерентного и некогерентного рассеяния на фононах. Анализ также показал важную роль длительности импульсов накачки и зондирования и частоты наблюдаемого фонона. Было также установлено, что именно длительности этих двух импульсов ограничивают частоты фононов, доступных для возбуждения в процессе ISRS.

В докладе будут также представлены некоторые новые необычные результаты по невзаимности оптического поглощения и люминесценции в CuV_2O_4 .

Литература

1. M. Martinez-Ripoll et al. // Acta Cryst. B 27, 677 (1971).
2. A.E. Petrova, A.I. Pankrats // JETP 126, 677 (2018).
3. R.V. Pisarev, A.M. Kalashnikova, O. Schöps et al. // Phys. Rev. B 84, 075160 (2011).
4. R.V. Pisarev, K.N. Boldyrev, M.N. Popova et al. // Phys. Rev. B 88, 024301 (2013).
5. R.V. Pisarev, I. Sängner, G.A. Petrakovskii et al. // Phys. Rev. Lett. 93, 037201 (2004).
6. K.N. Boldyrev, R.V. Pisarev, L.N. Bezmaternykh et al. // Phys. Rev. Lett. 114, 247210 (2015).
7. K. Imasaka, R.V. Pisarev, L.N. Bezmaternykh et al. // Phys. Rev. B 98, 054303 (2018).

Особенности магнитной анизотропии и транспортных свойств нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_y)_{100-x}$ с высоким содержанием магнитных ионов в изолирующей матрице

В.В. Рыльков^{1,5,*}, А.Б. Дровосеков², А.Н. Талденков¹, С.Н. Николаев¹, О.Г. Удалов³,
А.В. Емельянов¹, А.В. Ситников^{1,4}, К.Ю. Черноглазов¹, В.А. Демин¹,
А.С. Веденеев⁵, А.С. Бугаев^{5,6}

¹ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, 123182

² Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва, 119334

³ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950

⁴ Воронежский Государственный Технический Университет, Воронеж, 394026

⁵ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190

⁶ Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141700

*vrylkov@mail.ru; rylkov_vv@nrcki.ru

Методами магнитометрии и ферромагнитного резонанса (ФМР) изучены температурное поведение коэрцитивного поля $H_c(T)$ и особенности магнитной анизотропии в пленках нанокompозитов (НК) $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_y)_{100-x}$ с содержанием ферромагнитного (ФМ) сплава $x = 33-48$ ат.% вблизи перехода металл-изолятор ($x_c \approx 42$ ат.%). Пленки представляли собой ансамбль сильно вытянутых (до 10-15 нм) в направлении роста НК CoFe гранул с поперечным размером 2-4 нм, находящихся в матрице LiNbO_y с высоким содержанием магнитных ионов Fe²⁺ и Co²⁺ (до $3 \cdot 10^{22}$ см⁻³). В образцах с $x < 42$ ат.% обнаружено немонокотное поведение $H_c(T)$ - резкий минимум при температуре $T_F \approx 50$ К, близкой к температуре блокировки ($T_b \approx 70$ К) магнитного момента гранул. Эффективное поле перпендикулярной ростовой анизотропии (0.4-0.8 кЭ), найденное из измерений ФМР, оказывается на порядок меньше, чем поле анизотропии формы отдельной гранулы (~7 кЭ) и увеличивается с ростом x . Обнаруженные особенности объясняются тем, что в бесконечном кластере исследованных НК наряду с ФМ межгранульным обменным взаимодействием большую роль играют эффекты поверхностной анизотропии с участием магнитных ионов в тонком слое, примыкающем к кластеру и обуславливающим флуктуации поверхностного взаимодействия, усиливая размагничивание НК при $T \approx T_F \sim T_b$.

Введение

Металл-диэлектрические нанокompозитные (НК) системы с высоким содержанием магнитных атомов в изолирующей матрице, представляют собой класс пока еще слабо изученных гранулированных систем, для которых ниже порога перколяции x_p ожидается усиленное проявление межгранульного обменного взаимодействия ферромагнитного (ФМ) типа, сдвигающее переход к суперпарамагнитному (СПМ) поведению гранулированной системы в область более низких содержаний металла $x < x_p$ [1]. Предполагается, что межгранульный магнитный обмен совместно с диполь-дипольным взаимодействием могут формировать, так называемый, суперферромагнитный (СФМ) порядок в ансамбле магнитных моментов отдельных гранул, который разрушается выше некоторой температуры $T = T_{SFM}$, сопровождаясь переходом системы в СПМ состояние. В настоящей работе изучены особенности магнитных свойств пленок НК $(\text{Co}_40\text{Fe}_40\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_y)_{100-x}$ с содержанием ФМ сплава

$x = 33-48$ ат.% вблизи перехода металл-изолятор (ПМИ, $x_c \approx 42$ ат.% $< x_p \approx 50$ ат.%). (В дальнейшем сплав $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ будем обозначать как CoFeB).

Образцы и результаты эксперимента

Пленки НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_y)_{100-x}$ были синтезированы методом ионно-лучевого распыления составной мишени специальной конструкции, позволяющей в едином цикле формировать НК различного состава $x = 6 - 50$ ат. %. Структурные исследования, выполненные методами высокоразрешающей электронной микроскопии на растровом микроскопе TITAN 80 – 300, показали, что НК пленки представляют собой ансамбль сильно вытянутых (до 10-15 нм) в направлении роста пленки ОЦК гранул CoFe с поперечным размером 2-4 нм, которые находятся в нестехиометрической матрице LiNbO_y. При этом значительная часть атомов металла находится в матрице в виде магнитных ионов Fe²⁺ и Co²⁺ (до $3 \cdot 10^{22}$ см⁻³) [2, 3].

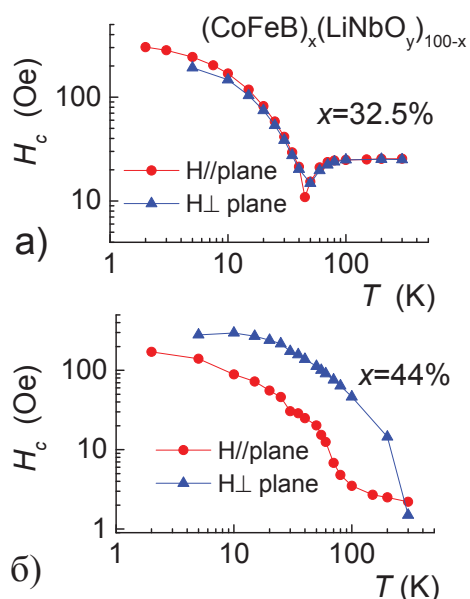


Рис. 1. Температурные зависимости коэрцитивного поля $H_c(T)$ для образцов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_y)_{100-x}$ с содержанием металла (а) ниже ПМИ ($x \approx 33$ ат.%) и (б) на металлической его стороне ($x \approx 44$ ат.%), измеренные в поле параллельном и перпендикулярном пленке нанокompозита

Магнитные свойства НК были изучены с помощью СКВИД магнитометра Quantum Design MPMS-XL7. Измерения выполнены при температурах 1.9 – 350 К в полях до 7 Тл, ориентированных как в плоскости, так и перпендикулярно плоскости образцов. Ферромагнитный резонанс (ФМР) образцов НК исследовался в диапазоне частот 7–37 ГГц и температур 4–300 К при различных ориентациях магнитного поля (до 10 кЭ) относительно плоскости пленок.

Исследования температурных зависимостей проводимости $\sigma(T)$ показали, что при $x_c \approx 42$ ат.% в образцах происходит ПМИ, ниже которого $\sigma(T)$ описывается законом "1/2": $\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$. При этом во всем исследованном диапазоне концентраций гистерезисный характер в намагниченности наблюдался до температур ≥ 300 К, заметно превышающих характерную температуру блокирования магнитного момента гранул $T_b \sim 70$ К. В образцах с содержанием сплава ниже ПМИ обнаружено немонотонное поведение коэрцитивного поля $H_c(T)$, не описываемое законом Нееля-Броуна: $H_c(T) = H_c(0)[1 - (T/T_b)^{1/2}]$, а именно резкий минимум в зависимости $H_c(T)$ при температуре $T_F \approx \approx 50$ К, близкой к температуре блокировки магнитных моментов гранул (рис. 1).

На рис. 2 показаны спектры ФМР для пленок с концентрацией металлической фазы $x \approx 33.5$ и 48 ат.% (ниже и выше ПМИ). Для обоих образцов угловая зависимость линии ФМР демонстрирует поведение,

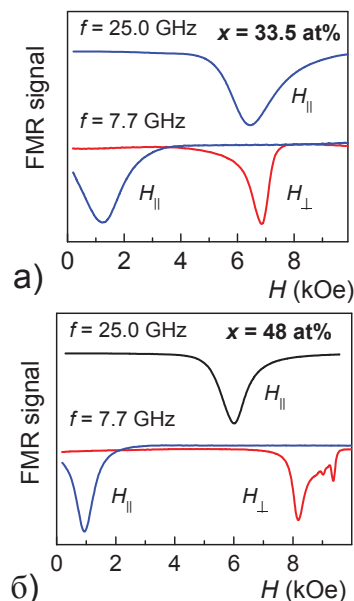


Рис. 2. Спектры ФМР для пленок НК с содержанием металла (а) ниже ПМИ ($x \approx 33.5$ ат.%) и (б) выше ПМИ ($x \approx 48$ ат.%), измеренные при $T = 300$ К на частотах 7.65 и 25 ГГц при разных ориентациях магнитного поля

типичное для ФМ пленки с анизотропией типа легкая плоскость. Эффективное поле перпендикулярной ростовой анизотропии (0.4-0.8 кЭ), найденное из ФМР измерений, оказывается на порядок меньше, чем поле анизотропии формы отдельной гранулы (~ 7 кЭ) и увеличивается с ростом x .

Обнаруженные особенности объясняются тем, что в бесконечном кластере исследованных НК наряду с ФМ межгранульным обменным взаимодействием [4] большую роль играют эффекты поверхностной анизотропии с участием магнитных ионов в тонком слое, примыкающем к кластеру и обуславливающим флуктуации поверхностного взаимодействия, усиливая размагничивание НК при $T \approx T_F \sim T_b$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 18-79-10253 в части синтеза образцов и грантов РФФИ (№ 19-07-00471, 19-07-00738, 18-07-00772, 18-07-00756, 18-07-00729, 17-47-500273) в части исследования магнитных и транспортных свойств.

Литература

1. S. Bedanta et al. // Phys. Rev. Lett. 98, 176601 (2007).
2. В.В. Рылков и др. // ЖЭТФ 153, 424 (2018).
3. V.V. Rylkov et al. // J. Magn. Magn. Mater. 459, 197 (2018).
4. O.G. Udalov et al. // Phys. Rev. B, V. 95, 045427 (2017).

Функциональные структуры магноники – исследование методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии

А.В. Садовников^{1,2*}, Е.Н. Бегинин¹, А.А. Грачев¹, С.А. Одинцов¹, С.А. Никитов^{1,2}

¹Лаборатория «Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 3

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009.

*sadovnikovav@gmail.com

В докладе представлены результаты недавних исследований в актуальной и быстро развивающейся области исследования спин-волновых возбуждений в магнитных микро- и наноструктурах – магноники. Рассмотрено применение экспериментального метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии и численных методов микромагнитного моделирования для исследования динамики спин-волновых возбуждений в планарных магнитных структурах. Приведены результаты исследования латеральных, нерегулярных и композитных магнитных микроструктур.

Введение

В последнее время большой интерес представляет исследование свойств спиновых волн (СВ) при их распространении в магнитных волноведущих структурах микронных и нанометровых размеров. При этом основное внимание уделяется использованию СВ в качестве носителей информационных сигналов, поскольку в этом случае удастся реализовать целый ряд устройств обработки сигнала на принципах магноники. Как известно, свойства СВ определяются дипольным и обменным взаимодействием в магнитных средах и могут значительно меняться при изменении параметров среды, например, величины и направления поля подмагничивания. В то же время путем структурирования тонких магнитных пленок удастся управлять свойствами СВ при использовании как геометрических эффектов, возникающих при волноводном распространении СВ, так и свойств анизотропии формы магнитных структур, проявляющихся в изменении локальных характеристик, например, величины внутренних магнитных полей.

Методика эксперимента и результаты исследований

Одним из методов управления свойствами СВ является нарушение трансляционной симметрии в волноведущей магнитной структуре, сформированной, например, путем формирования изгиба (поворота) магнитного микроволновода. На основе данного подхода удалось реализовать целый ряд функциональных устройств магноники для мультиплексирования и демультиплексирования сигналов в

частотной области, пространственно-частотного разделения сигналов, линейного и нелинейного переключения в системах магнитных микроволноводов.

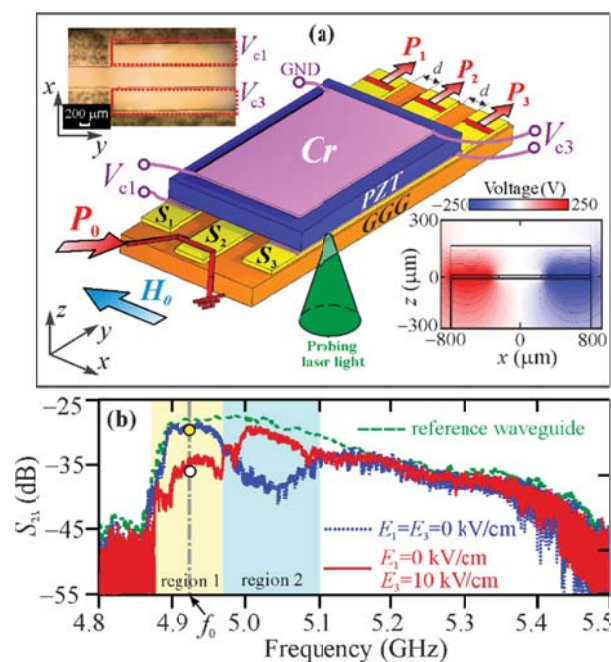


Рис. 1. (а) Схема рассматриваемой структуры. Частотная зависимость коэффициента передачи спиновой волны через микроволновод S_2 в случае отсутствия напряжения (синяя пунктирная кривая) и в случае приложения напряжения (красная сплошная кривая)

Вместе с этим одной из главных проблем на настоящий момент при создании функциональных узлов на основе спин-волновых структур является необходимость разработки элементов межсоединений для эффективной передачи СВ внутри магнитных

сетей (МС), представляющих собой топологию связанных магнитных микро- и наноразмерных структур. Стоит отметить, что создание управляемых связей в вертикальных и латеральных топологиях МС и нелинейные режимы распространения СВ обеспечивают возможность реализации устройств обработки сигнала на нейроподобных (нейроморфных) принципах, находящих основное применение для задач распознавания образов. В докладе представлены результаты недавних исследований в актуальной и быстро развивающейся области исследования спин-волновых возбуждений в магнитных микро- и наноструктурах – магноники [1-4].

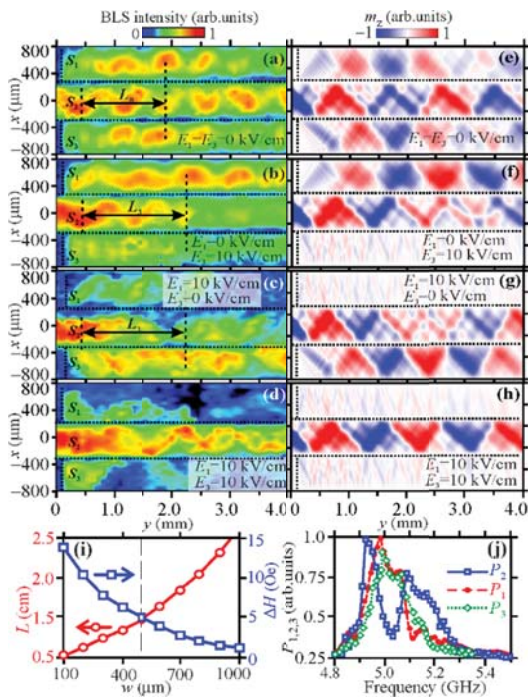


Рис. 2. (а)–(d) BLS-интенсивность спиновой волны на частоте $f_1 = 4.925$ ГГц в случае приложения внешнего электрического поля (значения обозначены на рисунке); (е)–(h) Результаты расчета пространственного распределения $m_z(x,y)$ компоненты динамической намагниченности для частоты входного сигнала $f_1 = 4.925$ ГГц. (i) Рассчитанная длина связи и разность внутреннего магнитного поля в зависимости от ширины микроволноводов. (j) Частотная зависимость выходного сигнала P_1 , P_2 , и P_3 в микроволноводах S_1 , S_2 , и S_3 , соответственно. Все показанные результаты были получены при величине внешнего магнитного поля $H_0 = 1100$ Э

Рассмотрено применение экспериментального метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии и численных методов микромагнитного моделирования для исследования динамики спин-волновых возбуждений в планарных магнитных структурах. Приведены результаты исследования латеральных, нерегулярных и композитных магнитных микроструктур. Предложен новый класс устройств для выполнения логических операций на принципах интерференции спиновых волн в системах латеральных волноводов с локально индуцированными деформациями [1]. Показана возможность управления свойствами спиновых волн (СВ) в латеральной системе магнитных микроструктур с нарушением трансляционной симметрии [3]. На основе выявленных закономерностей, обуславливающих установление режимов пространственной и частотной селекции спин-волнового сигнала, показана возможность использования латеральных структур для создания демультиплексеров, делителей мощности, ответвителей и устройств обработки СВЧ-сигнала на принципах магноники и стрейтроники.

Результаты исследования поддержаны проектом РНФ (№ 18-79-00198), проекта РФФИ (№ 18-37-20005) и гранта Президента РФ МК-3650.2018.9.

Литература

1. A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, A.A. Serdobintsev, D.M. Mitin, S.A. Nikitov. Magnon straintronics: Reconfigurable spin-wave routing in strain-controlled bilateral magnetic stripes // Phys. Rev. Lett. 120, 257203 (2018).
2. A.V. Sadovnikov, S.A. Odintsov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii and S.A. Nikitov. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes// Phys. Rev. B 96, 144428 (2017).
3. A.V. Sadovnikov, V.A. Gubanov, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. Spin-wave drop filter based on asymmetric side-coupled magnonic crystals // Phys. Rev. Applied. 9, 051002 (2018).
4. A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, Yu.P. Sharaevskii and S.A. Nikitov. Voltage-controlled spin-wave coupling in adjacent ferromagnetic-ferroelectric heterostructures // Physical Review Applied, 7, 014013 (2017).

Спин-волновые возбуждения в гофрированных пленках ЖИГ

В.К. Сахаров^{1,*}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, Г.М. Дудко¹, С.Л. Высоцкий^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2}

¹ Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019.

² Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

*valentin@sakharov.info

Методом микромагнитного моделирования рассчитаны спектры собственных колебаний и дисперсионные характеристики спиновых волн (СВ) в плёнке ЖИГ толщиной 0.4 мкм, намагниченностью 1.1 кГс на подложке с периодическим рельефом из вытравленных канавок шириной 10 мкм, периодом 20 мкм, глубиной 0.5 мкм и имеющих скошенные стенки. Расчёты проведены как для внешнего магнитного поля, приложенного вдоль канавок рельефа, так и поперёк них. Показано, что подобное гофрирование плёнки приводит к обогащению спектра собственных колебаний за счёт локализации СВ-возбуждений в различных участках образца, а в дисперсионных зависимостях могут формироваться обменные щели, обусловленные взаимодействием с обменными модами по толщине плёнки.

Введение

Магнитные периодические некопланарные структуры, полученные осаждением магнитных пленок на профилированные немагнитные подложки представляют интерес для создания сенсоров, многоуровневой магнитной записи и устройств обработки информации СВЧ [1-3]. При этом микромагнитное моделирование позволяет получить представление о свойствах распространяющихся и резонансных возбуждений. В частности, в структурах с профилем в виде меандра исследована возможность формирования запрещённых зон для спиновых волн (СВ) за счёт брэгговского отражения от вертикальных границ [4]. В данной работе рассматриваются особенности спектра собственных колебаний в гофрированной плёнке феррита со скошенными вертикальными стенками, возможность формирования обменных щелей в её дисперсионных характеристиках.

Исследуемая структура

Профиль одного периода рассматриваемой структуры с обозначением геометрических параметров и выделенных областей показан на рисунке 1: толщина плёнки $d_1=0.4$ мкм; уровень верхней поверхности участка I превышал уровень верхней поверхности участка III на $d_2=0.5$ мкм; ширина участка I – $w_1=8$ мкм, участка III – $w_2=10$ мкм; протяжённость участков II и IV – $w_3=1$ мкм; период структуры составлял $P=20$ мкм. Расчёт проводился с помощью пакета микромагнитного моделирования OOMMF [5]. Постобработка полученных данных осуществлялась по методу, описанному в [6]. При этом спек-

тры собственных колебаний рассчитывались с использованием двумерных периодических граничных условий (ПГУ) для 1 периода структуры, а дисперсионные характеристики – одномерных ПГУ для 13 периодов структуры. Намагниченность ферритовой плёнки составляла 1.1 кГс, обменная жёсткость – 4×10^{-12} Дж/м, размер ячейки $x \times y \times z = 25 \times 50 \times 25$ нм, размер расчётной области $x \times y \times z = 20 \times 2 \times 0.9$ мкм. Внешнее приложенное поле составляло $H=550$ Э.

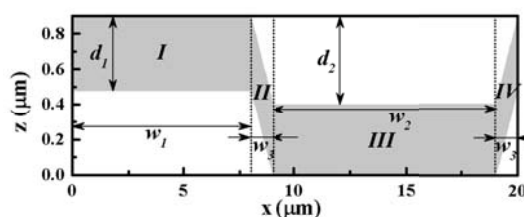


Рис. 1. Профиль рассматриваемой гофрированной плёнки ЖИГ с обозначением её геометрических параметров

Результаты и обсуждение

Рассчитанные Фурье-спектры отклика системы на однородное воздействие и карты распределения интенсивности на частотах некоторых резонансов при двух ориентациях H представлены на рисунке 2, а на рисунке 3 показаны дисперсионные характеристики $f(k)$ СВ, распространяющейся в рассматриваемой структуре вдоль направления x .

Для H , направленного вдоль канавок, в спектре собственных колебаний выше частоты отклика квазигомогенной прецессии намагниченности ($f = 2.675$ ГГц) наблюдались резонансы в наклонных участках структуры (2.775 ГГц), и отклики, соответствующие СВ-возбуждениям, локализованным в

разных частях структуры ($f=2.9$ ГГц и выше). С используемым в расчётах разрешением по частотам (2.5 МГц) в дисперсионной зависимости на границах зон Бриллюэна запрещённые зоны не зафиксированы. Однако в области частот 2.84-2.85 ГГц формировалась щель шириной $\Delta f \approx 10$ МГц, обусловленная взаимодействием СВ, распространяющейся вдоль оси x , с обменной модой по толщине.

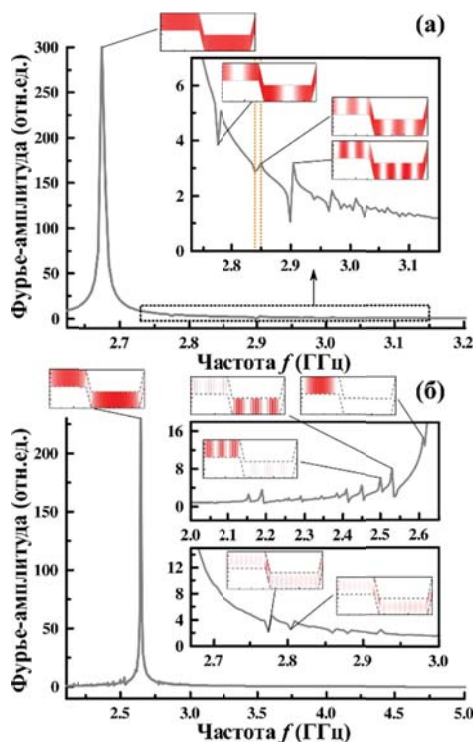


Рис. 2. Фурье-спектры релаксации намагниченности в рассматриваемой структуре при поле 550 Э, приложенном вдоль канавок рельефа (а) и поперёк них (б). На вставках показаны увеличенные части спектров и соответствующие некоторым резонансам карты распределения Фурье-амплитуды

В случае H , направленного поперёк канавок, существенные изменения внутренних полей на границах участков образца привели к усилению локализации мод СВ-возбуждений в различных участках структуры и, соответственно, обогащению спектра. На частотах ниже отклика основной моды (2.645 ГГц) формировались ширинные моды в частях образца I и III , разнесённые на 30-40 МГц за счёт различной ширины, а в области частот 2.15-2.19 ГГц – ширинные моды в участках II и IV . Краевые моды, локализованные в «углах» структуры, и резонансы по толщине участков II и IV образовывались на частотах выше основного отклика. Дисперсионные зависимости в области малых волновых чисел k ($\leq 2 \times 10^4$ см $^{-1}$) формировались сильно «размазанными», со сливающимися кривыми – отражениями

от различных периодов образца, и не демонстрировали брэгговских запрещённых зон. В области больших k зависимости $f(k)$ показывали более чёткую структуру, наличие толщинных мод при $f > 2.65$ ГГц.

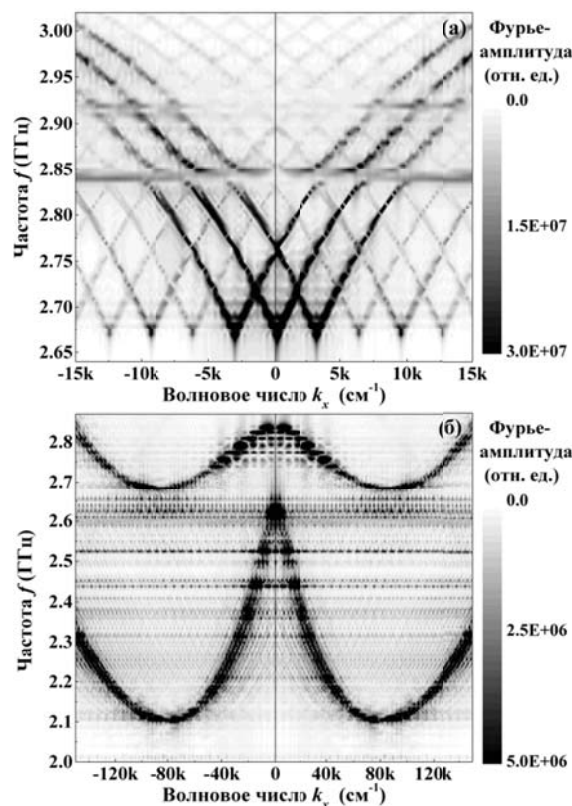


Рис. 3. Дисперсионные характеристики рассматриваемой структуры при поле 550 Э, приложенном вдоль канавок рельефа (а) и поперёк них (б)

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-57-00008).

Литература

1. J. Briones, F. Montaigne, D. Lacour et al. // Appl. Phys. Express 3, 073002 (2010).
2. T. Albrecht, H. Arora, V. Ayanoor-Vitirrate et al. // IEEE Trans. Magn., 51, N 5, 0800342 (2015).
3. В.К. Сахаров, Ю.В. Хивинцев, Ю.А. Филимонов // Нелинейный мир. Т. 9. №1, 35-37 (2011).
4. E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, A.Y. Sharaevskaya, et al // Appl. Phys. Lett. 112, 122404 (2018).
5. M.J. Donahue, D.G. Porter // NIST technical report, NISTIR 6376, Gaithersburg, MD (1999).
6. M. Dvornik // PhD thesis. University of Exeter. 58-79 (2011).

Особенности упорядочения собственных магнитных моментов в топологическом изоляторе

В.О. Сахин^{1*}, А.Г. Киямов², Е.Ф. Куковицкий¹, Р.И. Хасанов³,
Ю.И. Таланов¹, Г.Б. Тейтельбаум¹

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

² Институт физики Казанского федерального университета, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

³ Paul Scherrer Institute, Forschungsstrasse 111, 5232 Villigen, Switzerland.

*sahin@kfti.knc.ru

С помощью методов ЭПР и СКВИД-магнитометрии были исследованы магнитные свойства трёхмерного топологического изолятора $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$. В нём были обнаружены собственные магнитные моменты, не связанные с внешним допированием. Экспериментальные данные свидетельствуют об их неоднородном распределении: они образуют ферромагнитно-упорядоченные наночастицы в немагнитной среде. Направление намагниченности каждой частицы случайно, поэтому в отсутствии внешнего магнитного поля полная намагниченность равна нулю и, таким образом, можно говорить о наличии суперпарамагнитного состояния.

Введение

Топологические изоляторы (ТИ) относятся к новому классу квантовых материалов. Их главная особенность – наличие поверхностного проводящего состояния, носителями заряда в котором являются безмассовые фермионы Дирака. Это состояние топологически защищено симметрией относительно обращения времени. Наличие локальных магнитных моментов может оказать существенное влияние на электромагнитные свойства ТИ – при их упорядочении локальных моментов нарушается симметрия относительно обращения времени и ТИ переходит в другое квантовое состояние [1]. Обычно источником локальных магнитных моментов в ТИ являются допированные магнитные ионы. Однако, теоретические работы [2] показывают, что при наличии немагнитных дефектов замещения в структуре могут возникать и собственные магнитные моменты. Использование таких моментов открывает перспективы для управления проводящим поверхностным состоянием ТИ.

Результаты

В нашей работе было изучено соединение $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$. На сегодняшний день по своим транспортным свойствам [3] это один из лучших трёхмерных ТИ. При исследовании его магнитного состояния методами ЭПР-спектроскопии и СКВИД-магнитометрии нами были обнаружены локальные магнитные моменты [4]. Эффективная

величина магнитных моментов говорит о их крайне малой концентрации (порядка 0.1%), что сложно связать с наличием объёмного магнитного порядка.

Однако, несмотря на это, были наблюдаемы характерные для ферромагнитного упорядочения гистерезисные явления, которые имели место вплоть до комнатной температуры. Кроме того, температурная зависимость намагниченности имела характерные особенности, связанные с наличием неравновесного упорядочения.

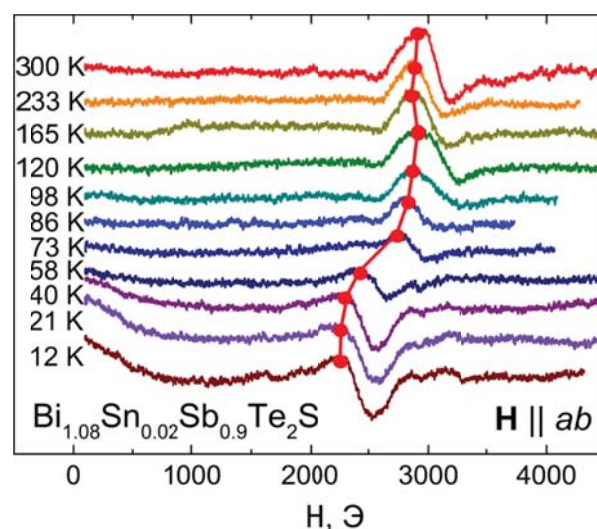


Рис. 1. Температурная зависимость сигнала ЭПР $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$

Сигнал ЭПР (рис. 1) при температурах выше 100 К находится в полях соответствующих $g=2$. При по-

нижении температуры ниже 100 К смещается в область низких полей.

Объяснить такую совокупность экспериментальных данных можно тем, что магнитные моменты распределены в виде невзаимодействующих однодоменных ферромагнитных нановключений в немагнитной среде. Другими словами, в исследуемой системе наблюдается суперпарамагнитная фаза. Направление намагниченности каждой из этих частиц случайно, поэтому суммарная намагниченность образца в отсутствии магнитного поля равна нулю. Сдвиг сигнала ЭПР при низких температурах объясняется вкладом от поля анизотропии наночастиц. При повышении температуры за счёт усиления температурных флуктуаций направление совокупного магнитного момента наночастицы во внешнем магнитном поле перестаёт определяться её анизотропией, поэтому мы наблюдаем сигнал ЭПР в области полей, соответствующих $g=2$.

Набор однодоменных невзаимодействующих ферромагнитных частиц в немагнитной среде может быть описан с помощью модели Стонера-Вольфарта [5,6]. По температурной зависимости сдвига сигнала ЭПР мы можем оценить величину полей анизотропии набора суперпарамагнитных частиц, а также размер этих частиц. По нашим

оценкам диаметр ферромагнитных частиц составляет не более 40 нм. Расстояние же между частицами порядка 600 нм. На таких расстояниях косвенное обменное взаимодействие будет неэффективно. Намагниченности частиц не скоррелированы, таким образом, в случае собственных магнитных моментов в ТИ объёмный магнитный порядок отсутствует, и симметрия относительно обращения времени не нарушена.

Литература

1. Y.S. Hor et al. // *Phys. Rev. V. B* 81, 195203 (2010).
2. G. Xiao et al. // *Angew. Chem. Int. Ed.*, V.53, 729–733 (2014).
3. S.K. Kushwaha et al. // *Nat. Commun.*, V.7, 11456 (2016).
4. V.O. Sakhin, E.F. Kukovitskii, N.N. Garif'yanov, Y.I. Talanov, G.B. Teitel'baum // *J. Magn. Magn. Mater.*, V.459, 290-294 (2018).
5. E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth // *Philos. Trans. Royal Soc. A*, V.240, I.826, 599-642 (1948).
6. R.S. de Biasi, T.C. Devezas // *J. Appl. Phys.* V. 49, 2466 (1978).

Термочувствительный спиновый клапан на основе искусственного ферримагнетика: процесс намагничивания в широком диапазоне полей

А.В. Свалов^{1,*}, Е.А. Степанова¹, В.О. Васьковский^{1, 2}, Г.В. Курляндская¹

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002.

² Институт физики металлов РАН, ул. Софьи Ковалевской, д. 18, Екатеринбург, 620108.

*andrey.svalov@urfu.ru

В работе представлены результаты магнитных и магниторезистивных измерений в широком диапазоне полей и температур, проведённых на спиновом клапане Gd-Co/Co/Cu/Co. Показано, что возникновение неколлинеарной магнитной структуры в системе Gd-Co/Co существенным образом влияет на форму магниторезистивной петли гистерезиса. Величина критических полей зависит от температуры клапана и может варьироваться за счёт изменения соотношения толщин слоёв плёночной системы.

Методика эксперимента

Многослойные плёнки Gd-Co/Co/Cu/Co были осаждены на стеклянные подложки путём последовательного магнетронного распыления мишеней из соответствующих материалов в атмосфере аргона. Плёнки обладали одноосной магнитной анизотропией в плоскости, которая наводилась в процессе получения образцов в присутствии однородного магнитного поля, ориентированного в плоскости подложек. Слой Gd-Co содержал 23 ат.% Gd. Магнитные свойства плёнок исследовались с помощью СКВИД-магнетометра. Магниторезистивные петли гистерезиса измерялись четырёхзондовым методом с помощью PPMS DynaCool 9T, внешнее магнитное поле прикладывалось вдоль оси лёгкого намагничивания образца и параллельно току.

Результаты и обсуждение

Концепция термочувствительного спинового клапана была предложена сравнительно недавно и показана возможность её реализации [1-3]. В настоящей работе термочувствительность клапана обеспечивается выраженной температурной зависимостью коэрцитивной силы двухслойной плёнки Gd-Co/Co, являющейся искусственным ферримагнетиком и выполняющей роль одного из рабочих слоёв клапана. Обменносвязанная двухслойная плёнка Gd-Co/Co ведёт себя как единое целое под воздействием относительно слабых магнитных полей. Её коэрцитивная сила превосходит коэрцитивную силу свободного слоя Co. Магниторезистивная

петля гистерезиса, измеренная на многослойной структуре Gd-Co/Co/Cu/Co в относительно малых полях, имеет вид, характерный для спиновых клапанов, электрическое сопротивление которых зависит от взаимной ориентации намагниченности слоёв Co, разделённых прослойкой меди (вставка на рис. 1).

Дальнейшее увеличение внешнего магнитного поля приводит к возникновению в двухслойной системе Gd-Co/Co неколлинеарной магнитной структуры [4], и, как следствие, нарушению параллельности магнитных моментов слоёв Co, разделённых прослойкой Cu, снова влекущее за собой изменение электрического сопротивления спинового клапана GdCo/Co/Cu/Co (рис. 1).

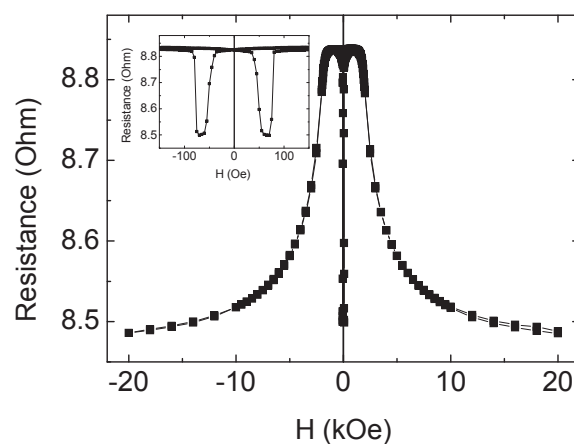


Рис. 1. Магниторезистивная петля гистерезиса, измеренная на GdCo(35 нм)/Co(3 нм)/Cu(7 нм)/Co(7 нм) спиновом клапане при $T = 190$ К. На вставке показана часть петли в области малых полей

Последующее увеличение поля приводит к постепенной эволюции неколлинеарной структуры, завершающейся параллельным выстраиванием магнитных моментов всех слоёв в системе GdCo/Co/Cu/Co. В итоге электрическое сопротивление спинового вентиля принимает минимальное значение.

Выраженная температурная зависимость намагниченности обменно связанной двухслойной плёнки Gd-Co/Co является причиной изменения параметров магниторезистивной петли спинового клапана при изменении его температуры. В частности, при переходе через температуру компенсации (T_{comp}) плёнки Gd-Co/Co происходит смена знака эффекта гигантского магнитосопротивления (рис. 2,a,b). Кроме того, при приближении к T_{comp} увеличивается коэрцитивная сила (H_c) плёночного ферритмагнетика GdCo/Co, и в то же время, уменьшается величина критического поля (H_{cr}), при котором в ферритмагнетике возникает неколлинеарная магнитная структура. Близость H_c и H_{cr} приводит к сильному изменению формы магниторезистивной петли (рис. 1 и 2,a).

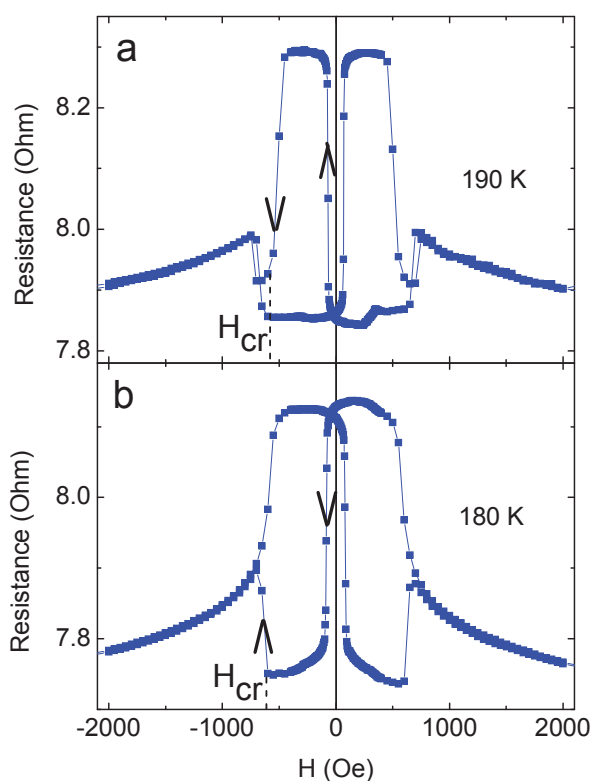


Рис. 2. Магниторезистивные петли гистерезиса, измеренные на GdCo(35 нм)/Co(7 нм)/Cu(7 нм)/Co(7 нм) спиновом клапане при $T = 190$ К (а) и 180 К (б)

Возникновение неколлинеарной магнитной структуры подтверждается и наличием характерных перегибов на магнитометрических петлях гистерезиса, измеренных на исследованных плёнках.

Варьирование состава слоя Gd-Co и/или изменение соотношения толщин слоёв в двухслойной системе Gd-Co/Co позволяет изменять T_{comp} , а, следовательно, и интервал рабочих температур спинового клапана.

Интенсивность изменения сопротивления многослойной структуры при возникновении неколлинеарной магнитной структуры в системе Gd-Co/Co зависит от величины угла, на который отклоняется вектор намагниченности в слое Co, что, в свою очередь, зависит от соотношения величин магнитных моментов слоёв Gd-Co и Co. Намагниченность слоя Co слабо изменяется с температурой в исследованном интервале температур. Подбором состава слоя в системе Gd-Co можно добиться максимального возможного для выбранной многослойной системы изменения сопротивления при эволюции неколлинеарной магнитной структуры под воздействием внешнего магнитного поля.

Предлагаемый спиновый клапан на основе искусственного ферритмагнетика обладает не только способностью работать в режиме триггера, поле срабатывания которого зависит от температуры, но и монотонно изменять своё сопротивление под действием внешнего магнитного поля, что может использоваться, например, для прецизионного определения положения объекта.

Представленные результаты могут служить основанием для расширения функциональных возможностей спиновых клапанов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 17-02-00236-а.

Литература

1. A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya, V.O. Vas'kovskiy // Appl. Phys. Lett., V. 108, 063504 (2016).
2. M. Milyaev, L. Naumova, T. Chernyshova et al. // J. Appl. Phys., V. 121, 123902 (2017).
3. L.I. Naumova, M.A. Milyaev, T.P. Krinitsina et al. // Phys. Met. Metallogr., V. 119, 817 (2018).
4. В.О. Васьковский, А.В. Свалов, К.Г. Балымов и др. // ФТТ, т. 50, вып. 8, 1424 (2008).

Магнитные и транспортные свойства гранулированных пленок $\text{SiC}_x\text{Ny:Fe}$

Н.П. Степина^{1*}, Р.В. Пушкарев², А.Ф. Зиновьева¹, В.В. Кириенко¹, А.С. Богомяков³, А.К. Гутаковский¹, А.В. Двуреченский^{1,4}, Н.И. Файнер²

¹Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090.

²Институт неорганической химии СО РАН, пр. Лаврентьева 3, Новосибирск, 630090.

³Международный томографический центр СО РАН, ул. Институтская 3а, Новосибирск, 630090.

⁴Новосибирский государственный университет, ул. Пироова 30, Новосибирск, 630090.

*nstepina@mail.ru

Изучены магнитные и транспортные свойства пленок $\text{SiC}_x\text{Ny:Fe}$ в зависимости от их структурных свойств. Для этого разработана технология осаждения пленок с различным составом. Показано, что вариация концентрации железа изменяет проводимость системы при гелиевой температуре более чем на 8 порядков, вплоть до перехода от прыжковой проводимости к диффузионному транспорту. Изменение газового состава при осаждении пленок приводит к изменению размера и ориентации железосодержащих кластеров, и соответственно, к разным магнитным свойствам. В одном случае наблюдается высокое значение намагнитченности, гистерезис в кривой намагнитченности и широкий анизотропный ферромагнитный резонанс в спектрах ЭПР. Во втором случае гистерезис не наблюдается, а спектры ЭПР характеризуются набором отдельных узких ассиметричных ЭПР-линий.

Введение

Развитие спинтроники требует создание новых материалов, обладающих комбинированными магнитными и полупроводниковыми свойствами. Так называемые разбавленные магнитные полупроводники представляют большой интерес для создания инжекционных слоев для спинтронных устройств. Основная концепция таких устройств включает в себя спин-зависимый транспорт от инжектора через полупроводниковый слой к детектору. Важным аспектом функционирования устройства является близость проводимости инжектора и полупроводникового канала [1]. Керамика $\text{SiC}_x\text{Ny:Fe}$ является хорошим кандидатом на создание магнитного полупроводника. В зависимости от способа синтеза и условий эксперимента аморфный $\text{SiC}_x\text{Ny:Fe}$ может быть как полупроводником, так и изолятором. Проводимость, запрещенная зона и другие свойства этого материала резко изменяются со структурой и составом аморфной фазы. Введение железа в аморфную матрицу SiC_xNy позволяет варьировать проводимость материала и его магнитные свойства.

В данной работе проведен анализ структурных, транспортных и магнитных свойств пленок $\text{SiC}_x\text{Ny:Fe}$ в зависимости от режимов синтеза: состава газовой фазы, температуры осаждения и концентрации железа.

Экспериментальные результаты

Пленки $\text{SiC}_x\text{Ny:Fe}$ были синтезированы методом осаждения из газовой фазы в горизонтальном реакторе проточного типа. Использовались два типа газовой смеси: тип I – 1,1,1,3,3,3-гексаметилдисилазан (ГМДС), ферроцен и гелий; тип II – 1,1,3,3,5,5-гексаметилциклотрисилазан (ГМЦТС), ферроцен и гелий. В результате фазовый состав осажденных пленок критическим образом зависел от того, использовался ли ГМДС или ГМЦТС. Результаты Фурье-анализа изображений, полученных с помощью высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) для двух образцов, синтезированных с разным типом газовой смеси, показаны на рис. 1. В структурах I типа Fe концентрируется в крупных гранулах (30 нм), однородно распределенных в матрице и в небольших нанокластерах (5-10 нм) между ними (левое изображение на рис.1). Большие гранулы содержат несколько кластеров α -Fe с различной кристаллографической ориентацией. В структурах II типа, железо также собирается в α -Fe кластеры, но с гораздо меньшими размерами (~ 10 нм, правое изображение на рис. 1).

Механизм проводимости и сопротивление исследуемых структур изучалось при измерении температурной зависимости проводимости. Изменение содержания железа существенно изменяет проводимость системы и позволяет наблюдать как прыжковую проводимость, так и диффузионный режим с

логарифмической зависимости проводимости от температуры.

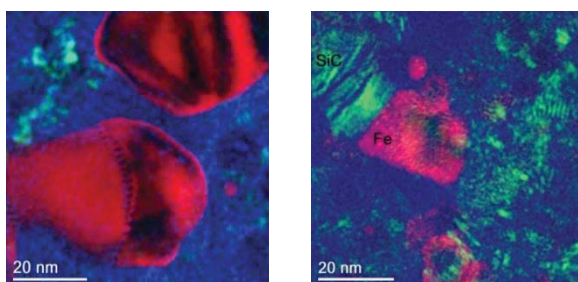


Рис. 1. Фурье-анализ изображений, полученных с помощью высокоразрешающей ПЭМ для структур I типа (слева) и II типа (справа)

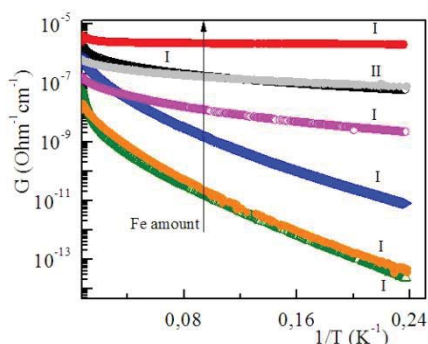


Рис. 2. Температурные зависимости проводимости для двух типов структур с разной концентрацией железа

Разная структура кластеров проявляет себя как в величине намагниченности и гистерезиса кривой намагниченности, так и в разном характере спектров ЭПР. Так, в структурах I типа, петля гистерезиса на кривой намагничивания при комнатной температуре не наблюдается, не зависимо от содержания железа (нижняя вставка к рис.3). Напротив, в кривой намагниченности образцов II типа присутствует гистерезис около 80 Э при комнатной температуре и ~350 Э при 5 К (верхняя вставка к рис. 3).

На рис. 4 показаны спектры электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) образцов, выращенных с разным составом газовой смеси. Для образца I типа спектры ЭПР содержат много узких ассиметричных линий с разной шириной линий, что мы связываем с различными размерами нанокристаллов Fe, распределенных в матрице. Вариация g-факторов в широком диапазоне может отражать блочную структуру Fe гранул, содержащих несколько кристаллических кластеров. Различная кристаллографическая ориентация этих кластеров может обеспечить как очень большие, так и очень маленькие результирующие магнитные моменты и соответственно, широкое распределение g-факторов в таких образцах.

Спектры для образца II типа коренным образом отличаются от структур I типа, выращенных с использованием гексаметилдисилазана. Спектры содержат большой сигнал ферромагнитного резонанса с сильной ориентационной зависимостью. Мы связываем данный сигнал с маленькими наночастицами Fe, однородно распределенными в объеме матрицы.

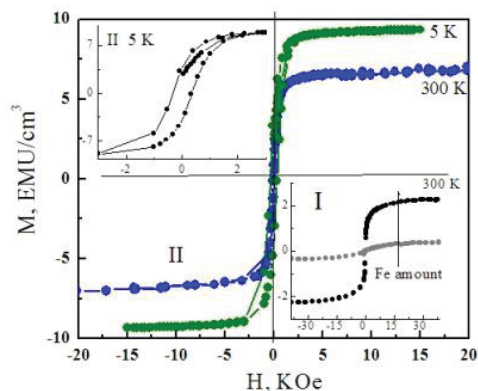


Рис. 3. Намагниченность I и II типа образцов. Верхняя вставка — увеличенное изображение кривой намагниченности для образца II типа, измеренной при 5 К

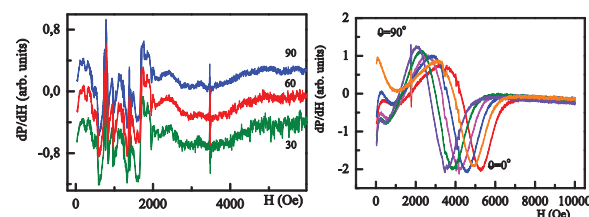


Рис. 4. ЭПР спектры для I (слева) и II (справа) типа структур, измеренных при 5К для различных ориентаций образца в магнитном поле. $\theta = 0^\circ$ соответствует магнитному полю, приложенному вдоль направления роста

При этом одинаковая ориентация кластеров и близкие размеры приводят к близкой ориентации магнитных моментов. Высокая плотность этих нанокластеров может индуцировать магнито-статическое взаимодействие между ними и соответственно, преимущественную ориентацию магнитных моментов в образце.

Работа поддержана Программой междисциплинарных интеграционных исследований СО РАН, проект 7 (гранты 0306-2018-0001, 0300-2018-0022 и 0333-2018-0004).

Литература

1. A. M. Saad, A. K. Fedorov, J. A. Fedotova, I. A. Svito, B. V. Andrievsky, Yu. E. Kalinin, et al. // Phys. Stat. Sol. c V 3, 1283 (2006).

Магнитотвердые/магнитомягкие гетероструктуры

Т.А. Таев*, Ш.К. Хизриев, А.Я. Курбайтаев, М.М. Исаева

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, 367015

*taev89@mail.ru

В работе представлена модель для исследования магнитотвердого/магнитомягкого бислоя во внешнем магнитном поле методом Монте-Карло. Впервые изучено влияние значений констант обменного внутрислойного и межслойного взаимодействий магнитотвердого и магнитомягкого слоев на процессы перемагничивания магнитного бислоя. Показано, что поведение магнитного бислоя во внешнем магнитном поле хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями.

Введение

Впервые изготовление магнитотвердых/магнитомягких гетероструктур было предложено в работе Кнеллера и Хавига 1991 году [1]. Такие материалы получили название обменно-связанных или обменно-упругих магнитов. Благодаря обменному взаимодействию между магнитомягким слоем, характеризующимся большим значением намагниченности насыщения, и магнитотвердым слоем, обладающим анизотропией типа «легкая ось», данные структуры открывают возможность для увеличения энергетического произведения $(BH)_{max}$ [2], и в них возникает ряд необычных явлений, таких как формирование во внешнем магнитном поле одномерной гетерофазной спиновой пружины [3]. Также большие надежды возлагаются на магнитотвердые/магнитомягкие гетероструктуры в свете их практического применения: из-за возможности интегрирования в различные электронные устройства.

Модель и методика

Для исследования магнитных свойств магнитотвердого/магнитомягкого бислоя под действием внешнего магнитного поля была использована модель [3-5], обобщающая стандартную XY-модель.

Гамильтониан модели представлен в виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \sum_i K(S_i^x)^2 - g\mu \sum_i (H_0^x S_i^x + H_0^y S_i^y) \quad (1)$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоев; вторая сумма учитывает вклад анизотропии в энергию системы; третья сумма – вклад внешнего магнитного поля, $g \approx 2$ – фактор Ланде, μ – магнетон Бора, $S_i^{x,y}$ – проекции

спина S_i , локализованного на узле i , $|S_i| = 1$, $H_0^{x,y}$ – проекции внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 .

Расчеты проводились стандартным алгоритмом Метрополиса метода Монте-Карло для систем с линейными размерами $Lx \times Ly \times Lz$, при температуре T намного ниже T_c для модели магнитного бислоя [5]. Вдоль x - и y -направлений линейные размеры системы были равны $Lx = Ly = 50$, а вдоль z -оси – $Lz = 100$, то есть рассматривалась модель при толщине магнитотвердого и магнитомягкого слоев по 50 атомных слоев, соответственно.

Результаты исследования

Для магнитотвердых/магнитомягких гетероструктур существуют два характеристических значения внешнего магнитного поля H_{ex} и H_{irr} . Величина H_{ex} – значение магнитного поля, при котором магнитные моменты атомов магнитомягкого слоя начинают вращаться под воздействием внешнего магнитного поля, как в стенке Блоха. Чем выше значение H_{ex} , тем более выпуклая будет кривая размагничивания и, соответственно, тем больше будет значения энергетического произведения $(BH)_{max}$. H_{irr} – критическое значение магнитного поля, выше которого спиновая пружина разрушается, и все магнитные моменты атомов становятся параллельны направлению внешнего магнитного поля. Участок на кривой перемагничивания в интервале $H_{ex} \leq H_0 \leq H_{irr}$ является обратимым, и на этом участке образуется спиновая пружина.

На рис. 1. приведены кривые перемагничивания модели магнитотвердого/магнитомягкого бислоя при различных значениях обменного параметра магнитотвердого слоя J_{hard} . Значения обменных констант магнитомягкого слоя и межслойного взаимодействия принимали фиксированные значения $J_{soft} = 1.0$ и $J_{int} = 0.6$, соответственно.

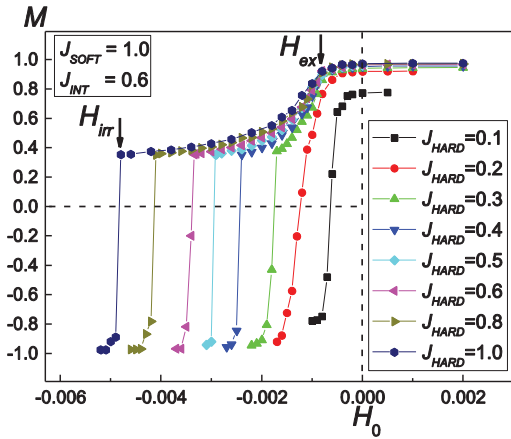


Рис. 1. Кривые перемагничивания модели магнитотвердо-магнитомягкого бислоя при различных значениях константы обменного параметра J_{hard}

Характеристические значения магнитных полей H_{irr} и H_{ex} нами рассчитаны для всех значений обменных параметров магнитотвердого и магнитомягкого слоев. На рис. 2 приведены фазовые диаграммы «spring – non-spring» модели магнитотвердо-магнитомягкого бислоя. Диаграммы представляют собой зависимости характеристических значений магнитных полей H_{irr} и H_{ex} от величины констант обменного взаимодействия магнитотвердого J_{hard} и магнитомягкого J_{soft} слоев, а также межслойного обменного взаимодействия J_{int} . «Spring» – область, соответствующая значениям внешнего магнитного поля и обменных параметров, при ко-

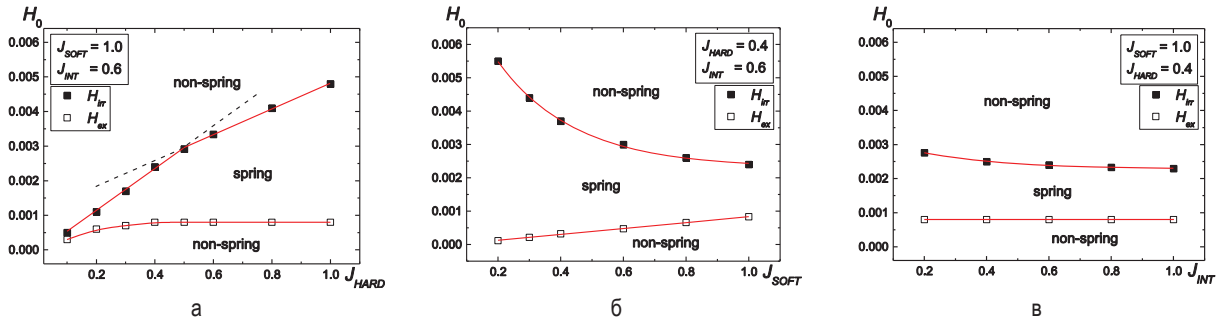


Рис. 2. Фазовая диаграмма зависимости характеристических значений магнитных полей H_{irr} (закрашенные квадраты) и H_{ex} (полые квадраты) от констант обменного внутрислойного и межслойного взаимодействия

Литература

1. E. F. Kneller, R. Hawig // IEEE Trans. Magn., V. 27, 3588 (1991).
2. R. Skomski, J. M. D. Coey // Phys. Rev. B, V. 48, 15812 (1993).

торых в магнитном бислое образуется спиновая пружина во внешнем магнитном поле. Точки на фазовых кривых – это характеристические значения магнитных полей H_{irr} и H_{ex} . H_0 – внешнее магнитное поле.

Известно, что во внешнем магнитном поле, направленном против вектора намагниченности магнитотвердого слоя, намагниченность магнитомягкого слоя остается сонаправленной и параллельной намагниченности магнитотвердого слоя вплоть до значений внешнего поля [3]:

$$H_{ex} = \pi^2 J_{soft} / 2M_{soft}t^2, \tag{2}$$

где J_{soft} – обменная константа взаимодействия между спинами внутри магнитомягкого слоя, t – толщина магнитомягкого слоя, M_{soft} – намагниченность насыщения магнитомягкого слоя.

Из формулы (2) видно, что характеристическое значение поля H_{ex} зависит линейно от обменного взаимодействия магнитомягкого слоя J_{soft} ($H_{ex} \sim J_{soft}$). В рамках погрешности, значения H_{ex} (полые квадраты) практически ложатся на прямую (рис. 2(б)), что свидетельствует о хорошем согласии наших данных с формулой (2).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 18-32-00526, 18-32-20098).

3. Т. А. Тааев, К. Ш. Хизриев, А. К. Муртазаев // ЖЭТФ, Т. 151, 1084 (2017).
4. Т. А. Тааев, К. Sh. Khizriev, A. K. Murtazaev et al. // J. Alloys and Comp., V. 678, 167 (2016).
5. Т. А. Тааев, К. Ш. Хизриев, А. К. Муртазаев // ЖЭТФ, Т. 149, 1022 (2016).

Управление магнитными свойствами многослойных периодических структур на основе Co/Pt

Д.А. Татарский^{1,2,*}, Н.С. Гусев¹, В.Ю. Михайловский³, С.А. Гусев¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. академическая, д.7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, 603087, Россия.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

³ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д.1, Санкт-Петербург, Петродворец, 198504, Россия.

*tatarsky@ipmras.ru

В данной работе исследуется возможность управления магнитными свойствами многослойных периодических структур с перпендикулярной магнитной анизотропией на основе кобальта и платины. Так, многослойные плёнки подвергались вакуумному отжигу при различных температурах. Особое внимание в работе уделено исследованию связи магнитных свойств с кристаллической микроструктурой плёнок. Методами просвечивающей электронной микроскопии показано, что при вакуумном отжиге слои кобальта и платины не перемешиваются. При этом в результате отжига коэрцитивная сила значительно увеличивается. Но при температурах выше 400° С перпендикулярная магнитная анизотропия в плёнках разрушается.

Введение

Известно, что многослойные структуры с тонкими слоями кобальта и платины могут обладать перпендикулярной магнитной анизотропией [1]. При этом модификация свойств таких многослойных структур позволяет получить неоднородные распределения намагниченности: цилиндрические магнитные домены и скирмионы. Возможно увеличение коэрцитивности плёнок с помощью отжига [2,3]. Одно из возможных объяснений увеличения коэрцитивности может являться изменение размера поликристаллов. Так, в рамках слабой случайной магнитной анизотропии коэрцитивная сила возрастает с ростом размера кристаллитов [4].

В данной работе с помощью методов просвечивающей электронной микроскопии исследуется связь между кристаллической структурой и магнитными свойствами многослойных периодических структур Co/Pt до и после вакуумного отжига при различных температурах.

Подготовка образцов

Многослойные плёнки Co/Pt получены с помощью магнетронного распыления на подложках монокристаллического кремния (100) и на аморфных мембранах нитрида кремния SiN₄ толщиной 50 нм. Предварительно на подложку кремния наносились буферные слои тантала и платины по 5-10 нм. Толщина слоёв кобальта составляла 0,5 нм, толщина слоёв платины – 1,0 нм. При этом выращивались

структуры, содержащие три, четыре или пять периодов типа [Co(0,5 нм)/Pt(1,0 нм)]. На полученную периодическую структуру сверху дополнительно наносился слой платины толщиной 2-5 нм для защиты от окисления. Далее структуры подвергались термическому вакуумному отжигу при температурах 100° С, 200° С, 300° С и 400° С.

Из образцов на подложке кристаллического кремния с помощью двухлучевого микроскопа Carl Zeiss Merlin с фокусированными пучками ионов Ga⁺ 30 кэВ получали ламели с поперечными сечениями многослойных структур. Так как при такой подготовке в структурах возникает аморфный нарушенный слой, все ламели дополнительно подвергались полировке ионами Ag⁺ с энергиями 300–500 эВ.

Образцы на мембранах нитрида кремния использованы для получения plane-view светло-, темнопольных микрофотографий и микродифракции на просвечивающем электронном микроскопе Carl Zeiss LIBRA 200MC. При этом темнопольные микрофотографии получены при различных положениях объективной диафрагмы, что позволяет получать изображения кристаллитов с различной ориентацией, а также улучшает статистику. Магнитные свойства образцов исследовались с помощью магнитооптического эффекта Керра на лазерном стенде.

Результаты и их обсуждение

Как показали магнитооптические измерения, с ростом температуры отжига сначала коэрцитивность

плёнок возрастает на порядок с 200 Э до 1000 Э. Однако, при отжиге с температурой 300° С ширина петли перемагничивания уменьшается. При дальнейшем отжиге в 400° С в плёнках полностью пропадает перпендикулярная магнитная анизотропия. Характерные петли приведены на рисунке 1.

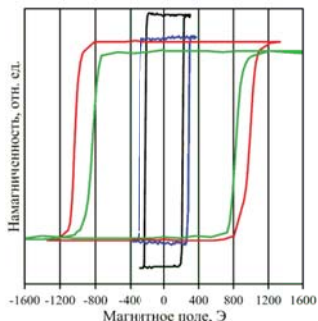


Рис. 1. Результаты магнитооптических измерений. Многослойная плёнка Ta/Pt/(Co/Pt)×3. Черная кривая – исходный образец, синяя – отжиг при 100° С, красная – отжиг при 200° С и зелёная – отжиг при 300° С

Результаты исследования методами просвечивающей электронной микроскопии приведены на рис. 2. С помощью алгоритмов анализа частиц программы Gatan Digital Micrograph получена статистика распределения областей когерентного рассеяния (кристаллитов) из темнопольных изображений. Хорошо видно, что отжиг при температуре 400° С ведёт к увеличению размеров кристаллитов в 2-3 раза с 5-7 нм до 15-20 нм. При этом на микрофотографиях поперечных срезов (рис. 2(д, е)) видно, что вакуумный отжиг не приводит к перемешиванию слоёв кобальта и платины.

Кольца микродифракции соответствуют гранецентрированной решётке CoPt и объёмноцентрированной решётке Ta. Т.к. межплоскостные расстояния этих двух структур близки, не удаётся отдельно разрешить кольца каждой из них. При наклонах образцов относительно оптической оси микроскопа, кольца превращались в дуги, что говорит о наличии и в исходном, и в отожжённом образцах текстуры. По данным микродифракции также видно, что отжиг при 400° С ведёт к появлению новой фазы (рис. 2(в,г)).

Таким образом, рост коэрцитивности многослойных плёнок [Co(0,5 нм)/Pt(1,0 нм)]×N (N – число периодов от 3 до 5) с перпендикулярной магнитной анизотропией, связан, прежде всего, с увеличением среднего размера кристаллита, но не с перемешиванием слоёв кобальта и платины. При этом отжиг

при температуре более 400° С приводит к появлению новой фазы, которая, вероятно, отвечает за разрушение перпендикулярной магнитной анизотропии.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-02-00827 и № 18-02-00247. В работе использовано оборудование Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ и ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

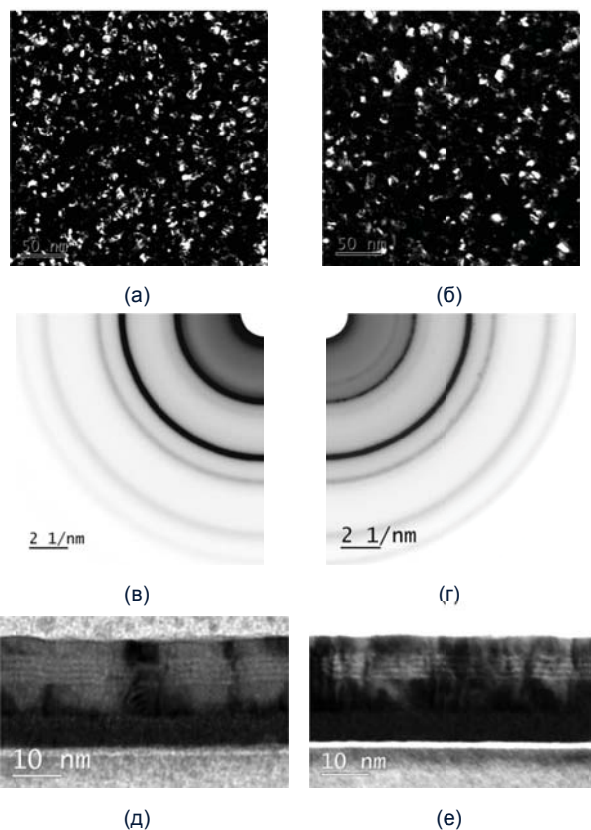


Рис. 2. Темнопольные электронные микрофотографии многослойной плёнки Co/Pt до (а) и после (б) отжига 400° С. Светлые области соответствуют областям когерентного рассеяния электронов (кристаллитам). Электронная дифракция на исходной (в) и отожжённой при 400° С плёнке (г), дополнительные новые рефлексы отмечены красными кружками. Светлопольные микрофотографии поперечных срезов исходной плёнки [Co(0,5 нм)/Pt(1,0 нм)]×4 (д) и отожжённой при 200° С (е), на обеих микрофотографиях хорошо различимы слои Co и Pt.

Литература

1. P.F. Carcia // J. Appl. Phys. **63**, 5066 (1988).
2. С.А. Гусев и др. // ЖТФ **68**, 66 (1998).
3. N. Sehdev et al. // Nucl. Inst. B **420**, 50 (2018).
4. R. Alben et al. // J. Appl. Phys. **49**, 1653 (1978).

Сравнение различных типов неоднородных состояний в магнитных оксидах

О.Г. Удалов^{1,2*}, И.С. Белобородов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афонино, Нижегородская область, Кстовский район, Россия 603087.

² California State University, Northridge, CA, Northridge, 18111 Nordhoff Str., USA 91330.

*udalov@ipmras.ru,

В работе проведены исследования нескольких типов неоднородных состояний в магнитных оксидах. Использована простейшая модель двойного обмена с одной орбиталью и учетом дальнедействующего кулоновского взаимодействия. Исследована упрощенная аналитическая модель, а также проведено численное моделирование. Проведено сравнение неоднородных состояний с гармоническим изменением магнитных и зарядовых свойств, полосчатые структуры, а также поляронные состояния. В зависимости от концентрации в системе реализуются различные типы неоднородных состояний.

Введение

Магнитные оксиды привлекают значительное внимание исследовательских групп. Это связано с интересной физикой магнитных оксидов, и в частности, сильными многочастичными эффектами. Магнитные свойства оксидов определяются сверхобменом, электронами проводимости, эффектами Яна-Теллера, кулоновским взаимодействием, и другими явлениями. При этом изменяя уровень допирования таких материалов можно существенно изменять соотношение влияния этих явлений.

В магнитных оксидах существует большое количество однородных основных состояний (ферромагнитное, ряд антиферромагнитных, скошенные фазы и т.д.).

Большой интерес также представляют неоднородные состояния в магнитных оксидах. Такие неоднородные состояния часто представляют из себя зарядовые полосы. При этом в области концентрации зарядов возникает ферромагнитное состояние, а в обедненной области антиферромагнитное [1]. В качестве причин возникновения неоднородных зарядовых состояний обычно называют Кулоновское взаимодействие на узлах (или между ближайшими соседями), а также эффекты Яна-Теллера.

Неоднородные зарядовые состояния могут взаимодействовать с внешними электрическими полями [2]. Т.к. заряд тесно связан с магнитными свойствами в оксидах, открывается возможность по управлению магнитными свойствами с помощью электрических

полей. Это дает дополнительную мотивацию для исследования таких состояний.

В данной работе нами были проведены исследования неоднородных магнитных состояний в оксидах с малой концентрацией электронов проводимости рамках наиболее простой однозонной (одноорбитальной) модели магнитных оксидов. Учет кулоновского взаимодействия производился в рамках теории среднего поля. Важно отметить, что возникновение неоднородных состояний в нашей модели не связано с кулоновским отталкиванием или эффектами Яна-Теллера. Фазовое расслоение в нашей модели возникает из-за отрицательной электронной сжимаемости. Такой механизм обсуждался в работе [3], где неоднородные состояния представляли из себя случайно расположенные поляроны. В работе [4] рассматривалось крупномасштабное фазовое расслоение в виде сферических ферронов. В нашей работе мы рассмотрели другие типы неоднородных состояний, такие как гармонические волны и полосы. В отличие от работ [3,4] мы самосогласованно учли влияние кулоновского взаимодействия на образование неоднородных состояний.

Модель

В нашей работе мы исследуем наиболее простую модель двойного обмена с классическими спинами и одной орбиталью. При этом мы учитываем дальнедействующее кулоновское взаимодействие. Гамильтониан системы имеет вид

$$H = -t \sum_{i,j} c_i^\dagger c_j + C. C. + J \sum_{i,j} S_i S_j + H_C.$$

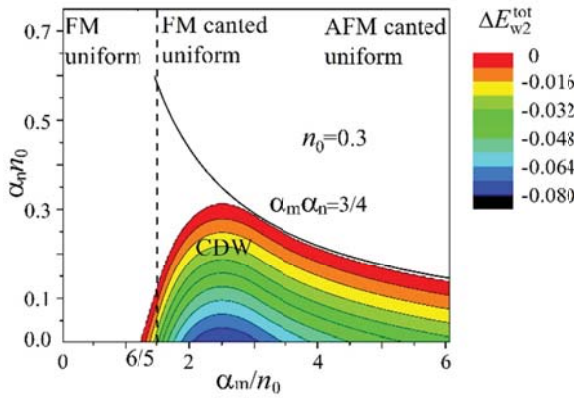


Рис. 1. Выигрыш в энергии гармонического неоднородного состояния ΔE_{w2}^{tot} по сравнению с однородным. n_0 – число электронов на узел

Здесь $t = t_0 \cos(\theta/2)$ – матричный элемент перехода между соседними узлами (θ – угол между магнитными моментами соседних узлов), c_j и c_i^+ операторы уничтожения и рождения электронов на узлах j и i . $J > 0$ – константа обменного взаимодействия между магнитными моментами соседних узлов. S_i – единичный классический вектор вдоль магнитного момента узла i . H_C – кулоновское взаимодействие электронов.

Результаты

В рамках данной модели нами были исследованы различные типы неоднородных состояний системы и проведено сравнение с однородными состояниями. В частности, мы исследовали состояния, в которых угол между магнитными моментами изменяется по гармоническому закону. Также нами были исследованы полосчатые состояния и поляронные состояния.

Рис. 1 показывает выигрыш в энергии гармонического состояния по сравнению с однородным. Диаграмма построена в координатах $\frac{\alpha_m}{n_0} = \frac{3J}{tn_0}$ и $\alpha_n n_0 = n_0 L^2 U_0 / 4\pi^2$, где L – период неоднородного состояния, а U_0 – энергия кулоновского взаимодействия электронов на соседних узлах. В этих координатах диаграмма не изменяется при изменении концентрации электронов n_0 , изменяется только энергетический масштаб, как $\Delta E_{w2}^{tot} \sim n_0$.

Белая область соответствует устойчивости однородного состояния (ферромагнитное при малых J и скошенного при больших J). Цветная область показывает, где неоднородное состояние является более энергетически выгодным.

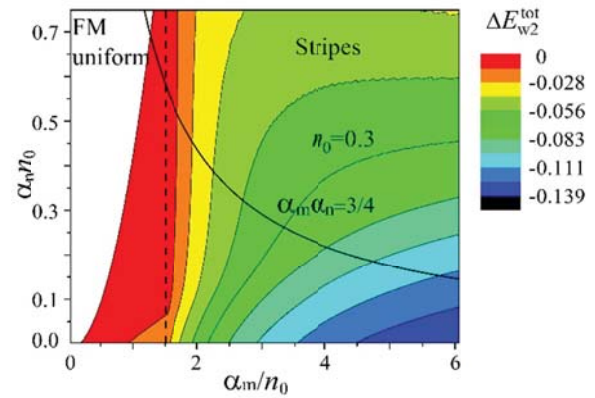


Рис. 2. Выигрыш в энергии полосового состояния ΔE_{w2}^{tot} по сравнению с однородным состоянием. n_0 – число электронов на узел

Рис. 2 показывает диаграмму устойчивости однородного состояния против полосовых возмущений, при которых электроны собираются в полосы определенной ширины и чередуются с полосами антиферромагнитной фазы.

Из рисунка видно, что только ферромагнитное однородное состояние при устойчиво против фазового расслоения и образования полосчатых структур. Важно отметить, что выигрыш в энергии полосчатых структур масштабируется как $\sim n_0^2$. Поэтому в зависимости от концентрации электронов выгодными будут различные типы неоднородностей.

В работе также проведено исследование поляронных состояний. Произведено сравнение разных типов неоднородных состояний.

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант 18-1-3-32-1), а также фондом РФФИ (грант 18-32-20036).

Литература

1. E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo // Phys. Rep. 344, 1 (2001).
2. R.F. Mamin et al. // Appl. Phys. Lett., 2015. 107(19): p. 192906.
3. M.Y. Kagan, K.I. Kugel' // Phys. Uspekhi. 44, 553 (2001).
4. E.L. Nagaev. A.I. Podel'shchikov // Sov. Phys. JETP 71, 1108 (1990).

Устойчивость топологических магнитных и жидкокристаллических структур на разных пространственных масштабах

В.М. Уздин^{1,2*}, М.Н. Поткина^{1,3}, С.С. Тенищев²

1 Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504.

2 Университет ИТМО, Кронверкский проспект, д. 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 Университет Исландии, Рейкьявик, Исландия.

*v_uzdin@mail.ru

Устойчивость топологических магнитных и жидкокристаллических (ЖК) структур относительно тепловых флуктуаций и случайных внешних воздействий исследуется в рамках теории переходного состояния (ТПС). Рассматривается вопрос об эволюции активационного барьера, для аннигиляции и спонтанных переходов между топологически различными структурами при изменении пространственного масштаба. Для магнитных систем обсуждается проблема учета дипольного взаимодействия, его конкуренции со взаимодействием Дзялошинского-Мории при формировании скирмионных структур, и методов расчета энергетических барьеров. Для ЖК систем демонстрируется возможность использования ТПС для определения сценариев спонтанных переходов между разными топологическими состояниями.

Устойчивость локализованных неколлинеарных магнитных и ЖК структур, которые в рамках континуальных моделей нельзя непрерывным образом трансформировать в пространственно однородное состояние, связывают с топологией. На дискретной решетке топологические аргументы, строго говоря, неприменимы, но они должны проявляться через высоту энергетических барьеров между топологически различными состояниями. Поэтому представляет интерес, исследование вопроса о том, что происходит с барьерами в решеточной модели при уменьшении постоянной решетки по сравнению с собственным размером структуры, когда дискретная модель приближается к континуальной.

Активационные барьеры для аннигиляции топологически устойчивых структур и их времена жизни при произвольных температурах можно найти в рамках ТПС [1]. Для этого рассматривается энергетическая поверхность системы, как функция параметров, однозначно определяющих магнитную или ЖК конфигурацию. Такими параметрами для магнитных систем могут служить углы, задающие направление магнитных моментов, а для ЖК, соответственно, углы, определяющие ориентацию директора. Минимумы на энергетической поверхности задают локально устойчивые состояния, среди которых могут быть и топологически различные, которые в континуальной модели нельзя связать непрерывным преобразованием намагниченности или директора. В дискретных моделях переходы между любыми состояниями на энергетической поверхности возможны. Далее ищется путь с минимальным

перепадом энергии между локально устойчивыми состояниями и максимум вдоль этого пути определяет переходное состояние, седловую точку первого порядка, и дает оценку для энергии активации перехода. В гармоническом приближении ТПС форма энергетической поверхности вблизи минимумов и около седловой точки аппроксимируется квадратичной зависимостью вдоль каждой из нормальных координат, и для времен жизни состояний, получается аналитическое выражение, имеющее вид закона Аррениуса: $\tau = A \exp(\Delta E/k_B T)$, где барьер ΔE равен разности энергий седловой точки и начального локально устойчивого состояния, T - абсолютная температура. Предэкспоненциальный множитель A зависит от формы энергетической поверхности в минимуме и седловой точке, в частности, от собственных значений Гессииана в соответствующих точках.

Активационные барьеры на разных пространственных масштабах

Рассмотрим сначала модель гейзенберговского типа на двумерной решетке, с гамильтонианом

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{D}_{ij} [\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j] - \mu \sum_i \mathbf{B} \mathbf{S}_i - K \sum_i S_i^2 \quad (1)$$

Здесь J - константа обменного взаимодействия, вектор \mathbf{D}_{ij} , ортогональный отрезку, соединяющему узлы i и j , определяет взаимодействие Дзялошинского-Мории (ВДМ), \mathbf{B} - магнитное поле, K - постоянная анизотропии. Трехмерные вектора единичной длины \mathbf{S}_i направлены вдоль магнитных моментов.

Величина моментов μ в (1) одинакова на всех узлах. В такой системе реализуются устойчивые скирмионные состояния [2, 3]. Можно показать, что при изменении постоянной решетки h в λ раз радиус и энергия скирмиона будут оставаться постоянными в пределе малых λ , если параметры модели подвергнуть масштабному преобразованию:

$$J(\lambda h) = J(h), D(\lambda h) = \lambda D(h), K(\lambda h) = \lambda^2 K(h), \mu(\lambda h) = \lambda^2 \mu(h),$$

Расчеты, выполненные для квадратной решетки 30×30 с периодическими граничными условиями показывают, что уже для $\lambda < 0.2$ каждый вклад в гамильтониан (1) и вся энергия в целом практически не меняются при указанном преобразовании.

Энергетический барьер для аннигиляции скирмиона сначала растет и только при $\lambda < 0.002$ можно говорить о выходе его на постоянную. При этом все вклады в (1) кроме обменного стремятся к нулю, а сама энергия переходного состояния приближается к минимальной энергии солитона с топологическим зарядом 1 в модели Белавина-Полякова $4\pi J$ [4].

Причина такого поведения связана с тем, что, согласно приведенному выше масштабному преобразованию, все энергетические параметры модели (1), за исключением обменного параметра J , стремятся к нулю при уменьшении λ . В то же время число узлов, на которых локализуется неколлинеарная структура переходного состояния, существенно меньше, чем тех, на которых локализован скирмион, и меняется относительно медленно с λ . Поэтому в переходном состоянии мы имеем солитон σ -модели только с обменным взаимодействием, хотя у скирмиона все вклады в (1) были одного порядка. Отметим, что именно небольшой размер переходного состояния позволяет найти седловую точку на энергетической поверхности размерности более чем 4×10^7 [5]. То, что барьер не стремится к бесконечности в непрерывном пределе, говорит о важности учета других факторов, от которых зависят времена жизни состояний. Это энтропия начального и переходного состояний, которые определяют предэкспоненциальный множитель, и взаимодействия, не включенные в (1), в частности, магнитное дипольное взаимодействие. В работе [6] энергия скирмиона, включая дипольное взаимодействие, рассчитывается в непрерывной модели на основе постулируемой зависимости профиля скирмиона от трех феноменологических параметров. Значения параметров выбирались так, чтобы минимизировать энергию. Оказывается, что для скирмионов радиусом микрон и больше учет дипольного взаимодействия необходим и именно оно, а не ВДМ, ответственно за устойчивость.

Как показывают наши расчеты в рамках решеточной модели, размер и энергия скирмиона в основном состоянии довольно хорошо воспроизводятся при таком подходе. Однако, величина барьера не реалистична, так как постулируемая форма сильно отличается от настоящей конфигурации в переходном состоянии и не может быть получена ни при каком значении подгоночных параметров.

Топологические ЖК структуры

Упорядочение в холестерических ЖК структурах так же может быть описано на основе гамильтониана, аналогичного (1). Для этого ЖК ячейка разбивается на слои или микроячейки, внутри которых ориентация директора предполагается постоянной. Они и служат элементами, которые соответствуют векторам S_i в (1). После этого можно представить разные вклады в энергию в виде (1), где модули Франка заменяют параметры, определяющие взаимодействия между магнитными моментами. Далее можно исследовать энергетическую поверхность системы, искать седловые точки и активационные барьеры между разными устойчивыми состояниями [7]. Дополнительно включается взаимодействие с поверхностью ячейки. Существуют ЖК системы, в которых модуль Франка, задающий хиральность может менять знак под воздействием света. Два состояния с разной хиральностью топологически различны. Предлагаемый подход позволяет, таким образом, найти разные сценарии перехода между топологически различными ЖК структурами.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-02-00267

Литература

1. P. F. Bessarab, V. M. Uzdin, and H. Jónsson // *Phys. Rev. B* **85**, 184409 (2012).
2. V.M. Uzdin et al. // *JMMM*, **459**, 236 (2018)
3. V.M. Uzdin et al. // *Physica B* **549**, 6 (2018)
4. A.A. Belavin, A.M. Polyakov // *JETP Lett.* **22**, 245 (1975).
5. I.S. Lobanov, M.N.Potkina, H Jónsson, V.M.Uzdin // *Nanosystems: Phys., Chem., Math.* **8**, 586 (2017).
6. F. Büttner, I. Lemesch, G. S. D. Beach // *Sci. Rep.*, **8**, 4464 (2018).
7. A.V. Ivanov et al. // *Phys. Rev. E* **93**, 042708 (2016).

Спин-зависящий электронный транспорт в наноконтакте на основе ферромагнетика, изолятора и антиферромагнетика

Н.Х. Усеинов

Институт физики КФУ, ул. Кремлёвская, 18, Казань, 420008.

nuseinov@mail.ru

Проводится теоретический расчёт и исследуется спин-зависящий электронный транспорт в планарном наноконтакте $FM^L//AFM^R$, состоящем из ферромагнитного (FM) и антиферромагнитного (AFM) металлов, разделённых между собой изолятором I . Намагниченность AFM слоя может изменяться в зависимости от относительных углов между направлениями намагниченностей подрешёток AFM слоя и FM слоя. Вычисляются туннельные коэффициенты прохождения электронов проводимости с учётом спиновых степеней свободы. Рассчитываются кондактанс, туннельное магнитосопротивление как функции физических параметров наноконтакта и приложенного напряжения.

Введение

Широкое применение спинтронных устройств в современной нанозлектронике стимулирует разработку теоретических моделей и исследование различных типов многослойных магнитных наноструктур. В последнее время значительное внимание уделяется исследованиям спинтронных эффектов: гигантскому магнитосопротивлению, туннельному магнитосопротивлению (ТМС) и переносу спинового момента в наноконтактах включающих антиферромагнитные материалы [1].

Целью исследования является верификация теоретической модели, создание вычислительных алгоритмов для расчёта и моделирования зависимости ТМС от параметров магнитного туннельного контакта (МТК) и приложенного напряжения. Разработанная теория может применяться для интерпретации экспериментальных данных и нахождения условий, необходимых для переключения ферро и/или антиферромагнитных слоистых наноструктур между высокорезистивным и низкорезистивным состояниями.

В работе представлена теоретическая модель, которая позволяет вычислить коэффициенты прохождения, спин-поляризованную проводимость (кондактанс) и ТМС планарного МТК, см. рисунок 1. Контакт моделируется для простоты квадратным сечением изолятора, разделяющим пространство на две половины (левую L и правую R). Левая половина занята однодоменным ферромагнитным металлом (FM^L), правая половина - антиферромагнитным металлом или сплавом (AFM^R) с антиколлинеарной намагниченностью двух подрешёток, так называемого «шахматного» магнетика (любые два ближайших соседа имеют противоположные моменты). Ось x системы координат направлена перпендикулярно плоскости изолятора, см. рисунок 1.

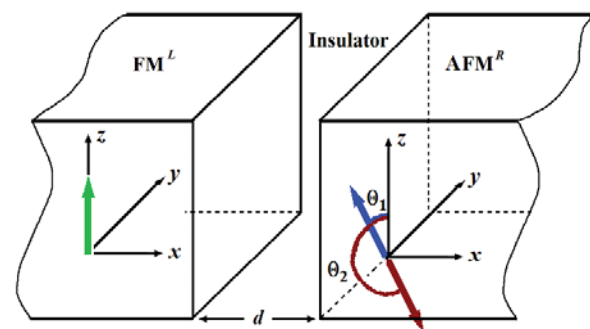


Рис. 1. Схематическое изображение магнитного туннельного наноконтакта $FM^L//AFM^R$ с ферромагнитным электродом FM^L слева и антиферромагнитным AFM^R слоем справа, разделённых изолятором I . Толщина изоляционного слоя d . Стрелки (и углы θ_1, θ_2) показывают направления намагниченностей подрешёток AFM^R слоя относительно направления намагниченности FM^L электрода

Уравнение Шрёдингера МТК с антиферромагнитным слоем

Для того чтобы вычислить кондактанс G_s^x вдоль оси x МТК необходимо найти полную волновую функцию $\psi_s(x; k_y, k_z)$, где k_y, k_z - волновые числа, соответствующих направлений, $s = \uparrow, \downarrow$ - спиновый индекс. Рассмотрим баллистическое движение электрона через МТК полагая, что потенциальная энергия в изолирующем слое I с учётом приложенного напряжения имеет вид

$$U^l(x) = U - \frac{eV(x+d/2)}{d} \quad -\frac{d}{2} \leq x \leq +\frac{d}{2}, \quad (1)$$

где U - высота потенциального барьера, V - приложенное напряжение, d - толщина изолятора. В одномерном случае состояния движения электрона проводимости могут быть найдены из решений уравнения Шрёдингера:

$$(H_s^l - E_{F,s}^l) \begin{pmatrix} \Psi_\uparrow(x; k_y, k_z) \\ \Psi_\downarrow(x; k_y, k_z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где гамильтонианы в слоях $l = L, I, R$ имеют вид

$$H_s^L = -\frac{\hbar^2}{2m_L} \left(\frac{d^2}{dx^2} + k_{\parallel}^2 \right) \pm J_{ex}^L, \quad (3)$$

$$H_s^I = -\frac{\hbar^2}{2m_I} \frac{d^2}{dx^2} + U^l(x), \quad (4)$$

$$H_s^R = -\frac{\hbar^2}{2m_R} \left(\frac{d^2}{dx^2} + k_{\parallel}^2 \right) - eV + H_{ex}^R. \quad (5)$$

Здесь $k_{\parallel}^2 = k_y^2 + k_z^2$ - сохраняющаяся компонента волнового вектора в плоскости контакта, m_l - эффективные массы электронов в трёх областях, соответственно ($l = L, I, R$), J_{ex}^L - обменная энергия в FM^L электроде. Последнее слагаемое в (5) определяет обменную энергию J_{ex}^R и направления намагниченностей подрешёток AFM^R слоя:

$$H_{ex}^R = J_{ex}^R \begin{pmatrix} \cos\theta_1 + \cos\theta_2 & \sin\theta_1 + \sin\theta_2 \\ \sin\theta_1 + \sin\theta_2 & -\cos\theta_1 - \cos\theta_2 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где углы θ_1, θ_2 изменяются от направления намагниченности FM^L электрода (оси z) и отличаются на угол π .

Решая систему дифференциальных уравнений (2) и сшивая эти решения с помощью метода трансформатрицы, найдем амплитуды вероятностей падающих и отражённых волн, которые определяют матричные элементы коэффициента прохождения:

$$\mathbf{A}_{s(s')}^L = T_{s,s'(s',s)} \mathbf{A}_{s(s')}^R. \quad (7)$$

Здесь амплитуды $\mathbf{A}_{s(s')}^L, \mathbf{A}_{s(s')}^R$ представляют собой матрицы столбцы 4-го порядка для каждой компоненты спина $s = \uparrow, \downarrow$. Также отметить, что при углах $(\theta_1 + \theta_2)/2 \neq 0$, отражённая компонента падающей волны, например, со спином \uparrow содержит также примесь компоненты со спином \downarrow , и наоборот отражённая волна со спином \downarrow содержит примесь компоненты волны со спином \uparrow .

Кондактанс и ТМС

Спин-поляризованный кондактанс, усреднённый по телесному углу левой стороны контакта, имеет вид

$$G = \sum_{s,s'} \frac{e^2 (k_{F,s}^L)^2 A}{4\pi^2 \hbar} \langle \cos\gamma_{L,s}, T_{s,s'} (\cos\gamma_{L,s}) \rangle_{L,s}, \quad (8)$$

где A - площадь контакта, $k_{F,s}^L$ - волновой вектор Ферми FM^L слоя, $\gamma_{L,s}$ - угол между осью x и направлением движения электрона к границе FM^L/I . В (8) для простоты не указана зависимость $T_{s,s'}$ от углов θ_1, θ_2 и приложенного напряжения V . Отметим, что расчёт кондактанса (8) нами уже выполнялся ранее для планарных МТК, но без антиферромагнитного слоя [2].

Известно, что сопротивления МТК отличаются при различных ориентациях намагниченностей смежных магнитных электродов. Поэтому в нашем случае ТМС мы будем определять отношением:

$$TMR_{AFM} = \left(\frac{G(\theta_1 + \delta, \theta_2 + \delta)}{G(\theta_1, \theta_2)} - 1 \right) \times 100\%, \quad (9)$$

где δ - угол отклонения антиколлинеарных намагниченностей подрешёток AFM^R от оси z . Результат вычисления ТМС для МТК при параметрах, соответствующих экспериментальным данным, показан на рисунке 2.

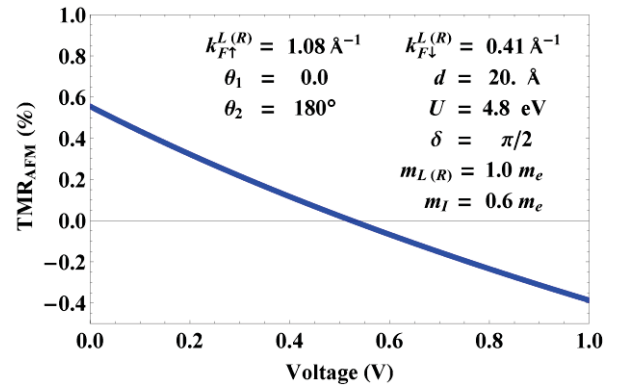


Рис. 2. Зависимости ТМС от приложенного напряжения и параметров МТК

Литература

1. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi *et al.* // *Reviews of Modern Physics*, V. 90, 015005 (2018).
2. А. М. Исмаили, А. Н. Усеинов, Н. Х. Усеинов // *ЖЭТФ*, Т. 153, вып. 1, С. 137 (2018).

Влияние температуры на процесс перемагничивания F/AF структур

Л.С. Успенская

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

*uspenska@issp.ac.ru

Шестидесятилетняя история, сотни экспериментальных и теоретических работ по изучению свойств F/AF структур все еще не позволяют ответить на фундаментальные вопросы о природе обменного взаимодействия, на основании теоретических работ до сих пор, используя характеристики и материальные константы объемных материалов или даже тонких пленок, не удастся предсказать, какими свойствами будут обладать новые структуры, как будут изменяться их свойства при изменении температуры, например, при охлаждении. В частности, это касается даже таких "классических" двуслойных пленок, как FeNi/FeMn. Почему при охлаждении принципиально, качественно, изменяется процесс перемагничивания? Почему с температурой bias растет на порядки, а ширина петли медленнее? Какие взаимодействия, какие дефекты за это ответственны? В данном докладе будет дан обзор теоретических работ и представлены экспериментальные результаты по изменению свойств пленок FeNi/FeMn в широком температурном диапазоне, 7-300 К.

Введение

Структуры типа ферромагнетик/антиферромагнетик (F/AF) интенсивно изучаются экспериментально и теоретически уже более шестидесяти лет и, тем не менее, они все еще представляют интерес для исследователей. Связано это с двумя обстоятельствами. Во-первых, большое прикладное значение таких структур: зависимость сопротивления структур от взаимной ориентации намагниченности в слоях и их перемагничивание в слабых магнитных полях делает их привлекательными для приложений. Во-вторых, проблема теоретического описания и предсказания свойств таких структур исходя из магнитных характеристик слоев и материальных констант объемных материалов или даже тонких пленок все еще не решена. Имеется пять проблем, сформулированных в 1999 году Берковичем и Танакой [1], которые должны были быть решены: какие структурные и магнитные параметры определяют уменьшение обменного взаимодействия по сравнению с идеальным интерфейсом, какова роль нескомпенсированных спинов антиферромагнетика на интерфейсе, как величина обменного поля зависит от зеренной структуры антиферромагнетика, каковы вклады обмена на интерфейсе и монокристаллической анизотропии антиферромагнетика в однонаправленную анизотропию и что определяет температурную зависимость обменного взаимодействия на интерфейсе. Разумеется, все эти вопросы рассматривались в многочисленных теоретических работах [2-10] и продолжают рассматриваться в настоящее время [11-15], поскольку до сих пор не удается предсказать, какими свойствами будут обладать новые структуры, как будут изменяться их свойства при изменении температуры, например, при охлаждении. В частности, это касается даже таких "классических" двуслой-

ных пленок с нескомпенсированными на интерфейсе как FeNi/FeMn. Почему в них при охлаждении принципиально, качественно, изменяется процесс перемагничивания? Почему с температурой смещение петли гистерезиса растет на порядки, а ширина петли изменяется значительно слабее? Какие взаимодействия, какие дефекты за это ответственны?

Экспериментальные результаты

В качестве примера трудно объяснимых аномалий на рис. 1 представлены ориентационные зависимости коэрцитивной силы H_{c1} и H_{c2} , соответствующими перемагничиванию против однонаправленной анизотропии и к направлению анизотропии при $\phi=0$, и обменного смещения H_e .

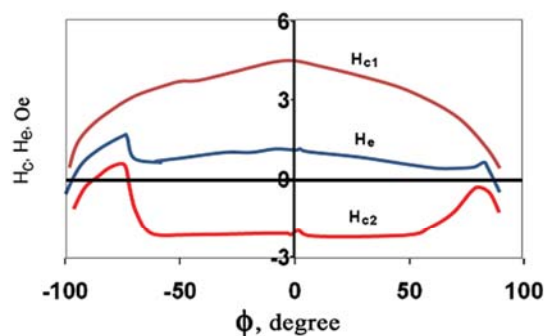


Рис. 1. Ориентационная зависимость H_{c1} , H_{c2} и H_e

На $H_{c2}(\phi)$ и $H_e(\phi)$ отчетливо видна асимметрия зависимостей относительно ϕ , особенно вблизи перпендикулярного направления поля. Другой пример, это принципиальное отличие величины коэрцитивности и температурной, зависимости коэрцитивности обменно-смещенной пленки и такой же пленки, напыленной на плоскую и даже шершавую поверхности, рис. 2. Опять-таки видно, что несмотря на слабое обменное смещение петли, влияние антиферромагнитного слоя огромно.

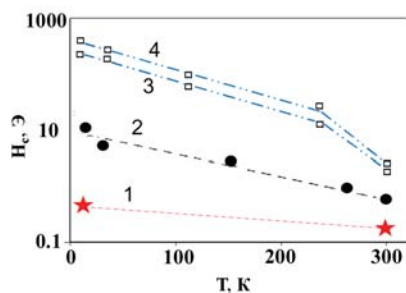


Рис. 2. Изменение коэрцитивности с температурой для пленки пермаллоя напыленной на Si (1) и на "шершавый" ниобий (2), а также напыленную на Si и покрытую 7 нм слоем FeMn ((3,4) - H_{c1} и H_{c2})

Удивительным представляется изменение вида доменных границ при направлении поля под углом к легкой оси. На рис. 3 показаны картины перемагничивания под углом + 45 градусов к легкой оси. Видно, что несмотря на примерно одинаковую ориентацию границ, ширина доменов, за счет которых происходит перемагничивание, принципиально различается.

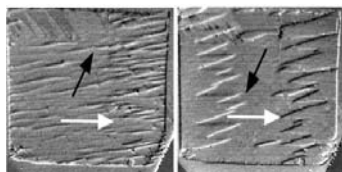


Рис. 3. Картина перемагничивания при наклоне поля в плоскости на 45 градусов к легкой оси

Скорость перемагничивания такого образца также на порядки отличается в зависимости от направления поля, по или против анизотропии оно приложено, и это несмотря на очень малое поле смещения, всего 1 Э [16-17]. При этом активационные объемы очень малы и составляют всего $\gamma_1 \sim 1.25 \cdot 10^4 \text{ нм}^3$, $\gamma_2 \sim 4.81 \cdot 10^4 \text{ нм}^3$ при толщине пленки 40 нм. Чему они соответствуют?

Разительное изменение характера перемагничивания имеет место при понижении температуры, [18]. Изменяется характерный масштаб доменной структуры и характер перемагничивания, появляется перпендикулярная составляющая анизотропии, рис.4.

Работа выполнена в ИФТТ РАН при поддержке программой "Актуальные проблемы физики низких температур".

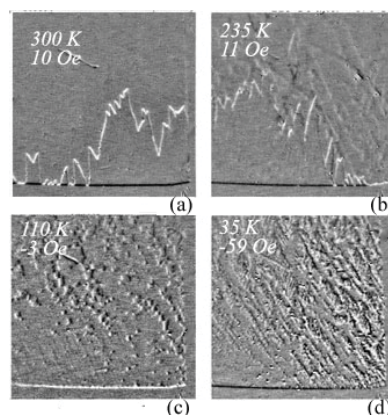


Рис. 4. Изменение типа ДГ при понижении температуры

Литература

1. A. Berkowitz, K. Takano // J. Magn. Magn. Mater., V. 200, 552 (1999).
2. W.H. Meiklejohn, C.P. Bean // Physical Review, V. 102, 1413 (1956),
3. L. Neel // Ann.Phys.(Paris) V. 2, (1967).
4. D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, E. Kay // J. Appl. Phys., V. 62, 3047 (1987).
5. A.P. Malozemoff // Phys. Rev. B, Phys. Rev., V. 35, 3679 (1987).
6. N.C. Koon. // Phys. Rev. Lett., V. 78, 4865 (1997).
7. R. Jungblut, R. Coehoorn, M. Johnson et al. // J. Appl. Phys., V. 75, 6659 (1994).
8. R. Jungblut, R. Coehoorn et al. // J. Magn. Magn. Mater., V. 148, 300 (1995).
9. T.C. Schulthess, W.H. Butler // Phys. Rev. Lett., V. 81, 4516 (1998).
10. M.D. Stiles, R.D. McMichael // Phys. Rev. B, V. 59, 3723 (1999).
11. K. O'Grady, L.E. Fernandez-Outon, G. Vallejo-Fernandez // J. Magn. Magn. Mater., V. 322, 883 (2010).
12. А.И. Морозов, А.С. Сигов // ФТТ, Т. 44, в.1, в.11 (2002).
13. А.И. Морозов, А.С. Сигов // ФТТ, Т. 46, 385 (2004).
14. А. Ковалев, М. Панкратова // ФНТ, Т. 37, 1085 (2011).
15. А. Kovalev, M. Pankratova // Superlattices & Microstructure, V. 73, 275 (2014).
16. Л.С. Успенская // Известия РАН, сер. физ. Т.74, 744 (2010).
17. Л.С. Успенская // ФТТ, Т. 52, 2131 (2010).
18. Л.С. Успенская, О.А. Тихомиров // ЖЭТФ, Т. 155, вып. 3 (2019).

Распространение спиновых волн в микроструктурах на основе пленок железиттриевого граната, декорированных ферромагнитным металлом

Ю.В. Хивинцев^{1,2*}, Г.М. Дудко¹, В.К. Сахаров¹, Ю.В. Никулин^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

² Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

* khivintsev@gmail.com

Экспериментально и с помощью микромагнитного моделирования исследовано распространение спиновой волны (СВ) в пленке железиттриевого граната (ЖИГ), нагруженной декорациями из ферромагнитного металла. Проведен сравнительный анализ особенностей характеристик прохождения СВ для структур, представляющих собой: свободную пленку ЖИГ; пленку ЖИГ, полностью покрытую ферромагнитным металлом; а также каналы, сформированные за счет ферромагнитных микродекораций различной геометрии. Для структур с каналами, созданными за счет декораций, наблюдались эффекты, характерные для волноводного распространения СВ. Кроме того, такие структуры демонстрировали возможность реализации пространственно-частотной селекции сигналов.

Введение

Формирование и управление потоками спиновых волн (СВ) в ферритовых тонкопленочных волноводах представляет интерес для создания магнанных устройств обработки информации с развитой архитектурой [1, 2]. В данной работе исследуется возможность использования для этих целей декораций из ферромагнитного металла. На основе эксперимента и микромагнитного моделирования проводится сравнительный анализ особенностей распространения СВ в структурах, представляющих собой пленку железиттриевого граната (ЖИГ), чья поверхность имеет декорации из пленки никеля (Ni) различной геометрии (см. рис. 1).

тенны из меди толщиной 0.3 мкм для возбуждения приема СВ формировались с помощью магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления.

Измерения проводились с помощью векторного анализатора цепей, СВЧ зондовой станции и предусилителя (+25 дБ), подключаемого к выходу исследуемой структуры для повышения чувствительности измерений. Измерялись коэффициенты передачи для поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ), возбуждаемой антенной 1, и бегущей к антеннам 2 и 3 (S_{21} и S_{31} , соответственно) при различной величине поля подмагничивания H , ориентированного как на рис. 1.

Микромагнитное моделирование проводилось с помощью пакета программ OOMMF 1.2b0 при параметрах, отвечающих экспериментальным структурам. При этом не учитывалась проводимость Ni.

Результаты и обсуждение

Рис. 2 и 3 иллюстрируют основные результаты, полученные из эксперимента и микромагнитного моделирования, соответственно. Видно, что при выбранных апертуре антенн и расстоянии между ними в свободной пленке ЖИГ (структура А) ПМСВ эффективно распространяется, не только прямо, к антенне 2, но и под углом, к антенне 3.

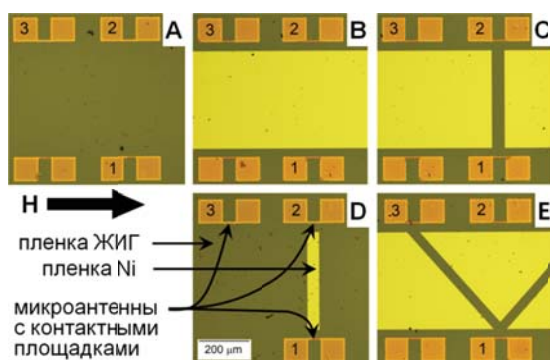


Рис. 1. Фотографии экспериментальных структур

Методика эксперимента

В эксперименте использовалась эпитаксиальная пленка ЖИГ толщиной 3.5 мкм. Декорации из пленки никеля толщиной 0.3 мкм, а также микроан-

Нагрузка пленки ЖИГ пленкой Ni приводит к сильному подавлению высокочастотной (коротковолновой) части спектра ПМСВ. При этом возможны два механизма такого подавления: за счет нагрузки пленки ЖИГ магнетиком с сильно отличной намагниченностью и высокими потерями для СВ, а также за счет конечной проводимости Ni [3].

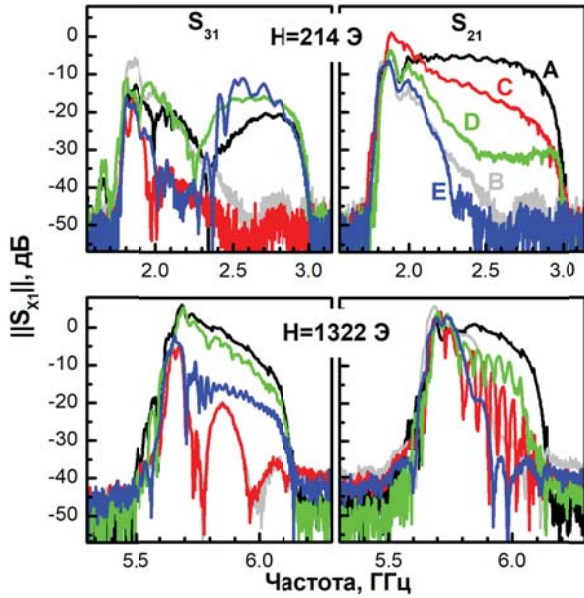


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики S_{21} (слева) и S_{31} (справа) полученные при $H = 214$ Э (сверху) и 1322 Э (снизу) для различных экспериментальных структур (кривые различных цветов)

Для структур C и D в амплитудно-частотных характеристиках коэффициента передачи S_{21} наблюдались осцилляции прохождения. По-видимому, это связано с формированием многомодового режима распространения в микроволнодах, сформированных декорацией, и межмодовой интерференцией. Указанные осцилляции возрастали с увеличением поля подмагничивания и были наиболее ярко выражены для структуры C. При этом следует отметить, что для структуры D дисперсия, восстановленная из фазо-частотной характеристики, оказалась близка к случаю свободной пленки (структура A), а не металлизированной (структура B). Возможно, это связано с тем, что большая часть энергии от антенны 1 к 2 передается по свободной пленке, огибая Ni микрополоску.

Для структуры E область частот, отвечающая высокочастотной (коротковолновой) части спектра ПМСВ, характеризовалась эффективной передачей сигнала к антенне 3 и слабой передачей к антенне 2. Наиболее ярко это проявлялось в слабых полях подмагничивания.

Для структуры C наблюдалась обратная ситуация. Это можно использовать для управления потоками СВ и пространственно-частотной селекции сигналов.

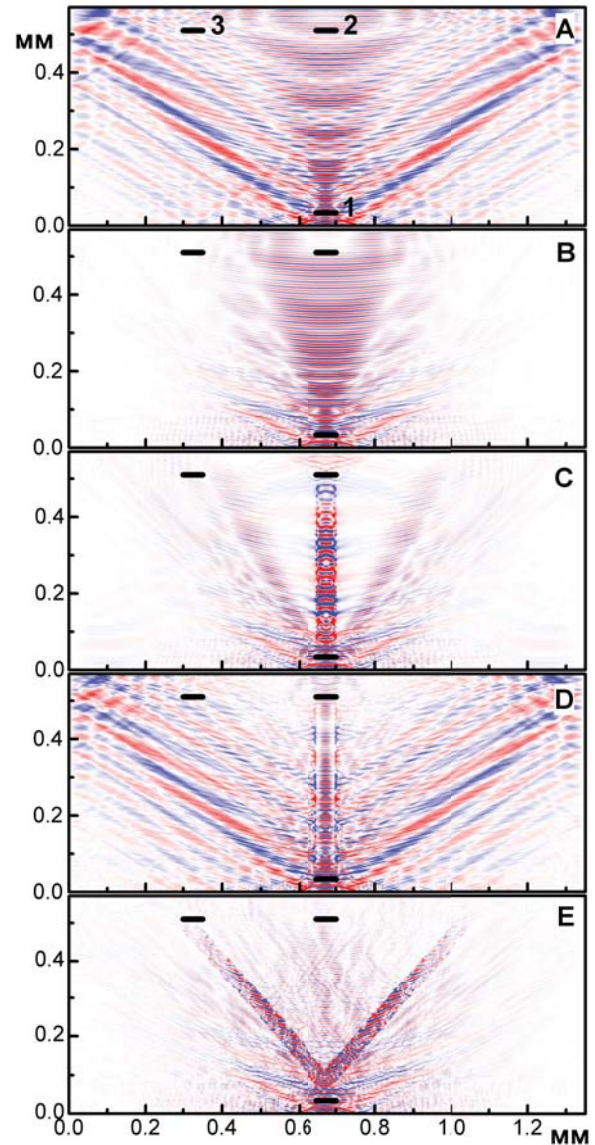


Рис. 3. Мгновенная картина распределения высокочастотной намагниченности в пленке ЖИГ для различных структур при возбуждении СВ на частоте 5.8 ГГц антенной 1 ($H = 1322$ Э). Горизонтальные жирные линии показывают положение антенн в экспериментальных структурах

Литература

1. A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 43, 2640058 (2010).
2. A. Papp, W. Porod, A.I. Csurgay et al. // Sci Rep., V. 7, 9245 (2017).
3. А.Г. Веселов, С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков и др. // РЭ, Т. 39, 2067 (1994).

Магنونные сети на основе пленочных ЖИГ микроволноводов

Ю.В. Хивинцев^{1,2}, В.К. Сахаров¹, Г.М. Дудко¹, А.В. Кожевников¹, С.Л. Высоцкий^{1,2}, М.Е. Селезнев^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2,*}, А. Khitun³

¹ Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

² СГУ им. Н.Г. Чернышевского, Астраханская ул., 83, Саратов, 410012.

³ Electrical Engineering Department, University of California - Riverside, Riverside, CA, USA, 92521.

* yuri.a.filimonovl@gmail.com

Рассмотрены свойства спиновых волн в решетках на основе ортогональных микроволноводов из пленок ЖИГ. Обсуждаются эксперименты по исследованию влияния параметрических процессов на фильтрацию спиновых волн в крестовидных структурах. Рассмотрены подходы к управлению дисперсионными свойствами и модовым составом спиновых волн в пленочных микроволноводах. Рассмотрены возможности использования эффектов конструктивной и деструктивной интерференции спиновых волн в решетках ортогональных волноводов для задач магнитометрии и спиновой логики

Введение

Эффекты распространения спиновых волн (СВ) в магنونных сетях (МС) на основе микроволноводов СВ представляют интерес для создания энергоэффективных устройств обработки информации на принципах спинтроники и магنونики [1-3]. В данной работе приводятся результаты исследований по разработке технологии создания МС на основе системы ортогональных волноводов из пленок железиттриевого граната (ЖИГ) и особенностей распространения СВ в таких структурах.

Структуры и результаты

На рисунке 1 показаны исследуемые структуры и экспериментальные макеты. Структуры изготавливались из эпитаксиальных пленок ЖИГ с кристаллографической ориентацией (111) с использованием методов фотолитографии и химического травления. Возбуждающие копланарные (рис.1 а), б) и микрополосковые (рис.1б) и г)) антенны СВ изготавливались с использованием фотолитографии и магнетронного напыления.

На рисунке 2 приведены спектры передачи структур. На рисунке 2в) приведены результаты эксперимента по наблюдению эффектов конструктивной и деструктивной интерференции СВ в 8-ми портовой структуре на основе микроволноводов длиной $L \approx 100 \mu\text{m}$ и шириной $w \approx 10 \mu\text{m}$ на основе пленки ЖИГ толщиной $d \approx 1 \mu\text{m}$.

Методом микромагнитного моделирования [4] изучена возможность управления амплитудами выходных сигналов в МС за счет подбора латеральных

размеров и формы поперечного сечения волноводов. Показано, что за счет уменьшения ширины ортогональных волноводов ближайших к входной антенне можно существенно изменить соотношение амплитуд выходных сигналов. Проведен анализ влияния трапециевидности поперечного сечения волновода, формируемой при химическом травлении, на распространение СВ.

Экспериментально и методом микромагнитного моделирования исследовано распространение СВ показано, что в волноводах с сужением возможна эффективная фильтрация «ширинных» мод структуры. Рассмотрено влияние формы микроволноводов в узлах МС (местах сочленения ортогональных волноводов) на распространение СВ в МС. Показано, что в микроволноводах СВ могут эффективно взаимодействовать с упругими модами структуры пленка ЖИГ-подложка ГГГ.

Методом микромагнитного моделирования исследовано развитие параметрической неустойчивости второго порядка в системе латеральных мод крестовидной структуры. Показано, что за порогом параметрической неустойчивости зависимость амплитуда выходного сигнала от амплитуды на входе становится существенно нелинейной, а в спектре выходного сигнала появляются спутники.

Экспериментально исследовано влияние параметрических процессов первого порядка на спектр сигнала СВ в полосе фильтрации касательно намагниченной крестовидной структуры из двух ортогональных волноводов, определяемой как частотный интервал перекрытия спектров СВ продольно и поперечно намагниченных волноводов.

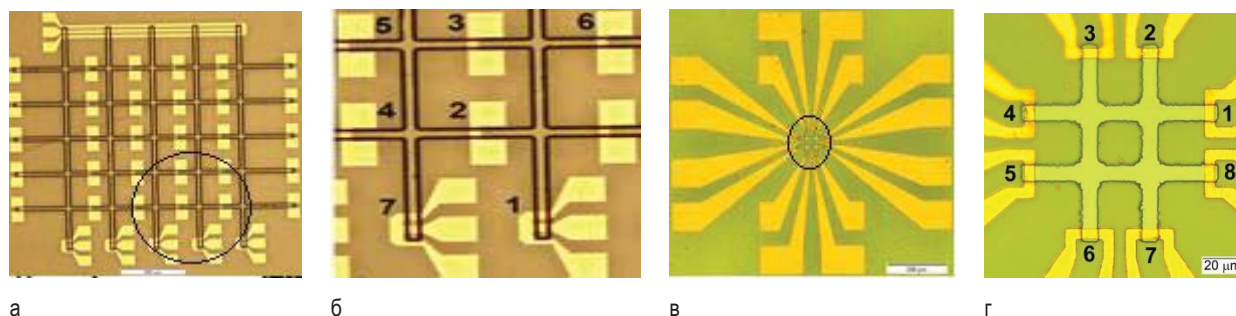


Рис. 1. Исследуемые структуры на основе эпитаксиальных пленок ЖИГ: а) решетка из 10 волноводов длиной $L \approx 2.25$ мм и шириной $w \approx 50$ мкм на основе пленки ЖИГ толщиной $d = 3.5$ мкм; б) выделенная кружком на рисунке а) элементарная ячейка решетки размером 300 мкм \times 300 мкм; в) решетка 2×2 из микроволноводов на основе пленки ЖИГ с $d = 1$ мкм с контактными площадками для СВЧ микрозондов; г) выделенный кружком на рисунке в) участок решетки 2×2 с возбуждающими микроантеннами. Длина волноводов $L \approx 100$ мкм, $w \approx 10$ мкм. Внешнее поле прикладывалось $H = 550$ Э в плоскости структуры вдоль одной из осей элементарной ячейки

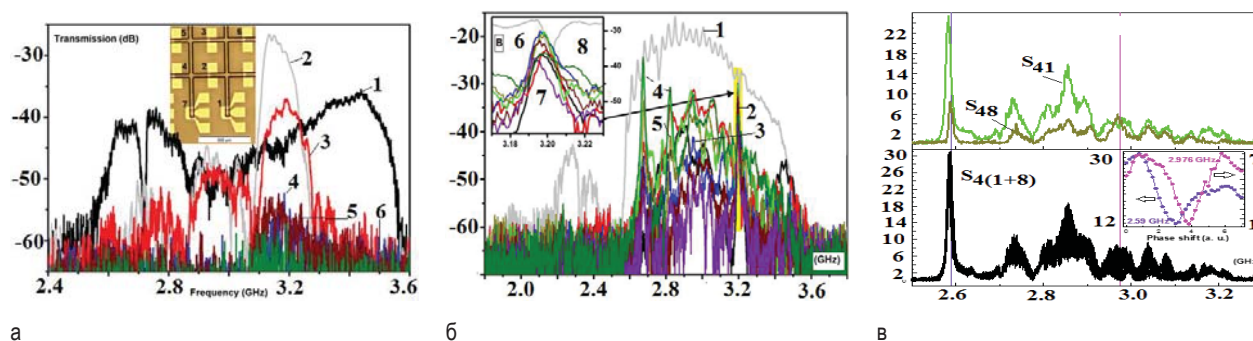


Рис. 2. а) АЧХ ПМСВ (1) и ООМСВ (2) в ЖИГ волноводах с размерами $L \approx 2.25$ мм, $w \approx 50$ мкм, $d = 3.5$ мкм, показаны на рисунке 1а), Цифрами 3-6 обозначены АЧХ сигнала с входной антенны 1 и выходными 2 (S_{21}), 3 (S_{31}), 6 (S_{61}), 7 (S_{71}). (б) АЧХ ПМСВ (1) и ООМСВ (2) в ЖИГ волноводах с размерами $L \approx 100$ мкм, $w \approx 10$ мкм, $d = 1$ мкм. Цифрами 3-8 обозначены АЧХ сигнала с входного преобразователя 1 и выходными 2-8 - см. рисунок 1г). в) Спектры передачи сигнала S_{41} и S_{48} и интерференция сигналов с входных преобразователей 1 и 8 на выходном преобразователе 4 $S_{4(1+8)}$ в макете на рисунке 1г) На вставке к рисунку 2в) Зависимость амплитуды сигнала интерференции $S_{4(1+8)}$ от разности фаз сигналов на входных антеннах 1 и 8 для частоты $f = 2.59$ GHz и $f = 2.976$ GHz, выделены вертикальными линиями на рисунке 2в). $H = 550$ Э

Показано, что в условиях развития параметрической неустойчивости СВ вид спектра на выходных антеннах ортогонально расположенных волноводов может заметно различаться. Этот эффект связывается с механизмом формирования вторичных СВ-сателлитов в спектре сигнала накачки и влиянием эффектов латерального квантования спектра СВ в кресте.

Работа поддержана РФФ (проект № 17-19-01673).

Литература

1. Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В. и др. // УФН, 2015. Т. 185. С. 1099.
2. Khitun A. G., Kozhanov A. E. // Изв. Саратов. гос. ун-та. Новая серия. Сер. Физика. 2017. Т. 17. Вып.4. С. 216.
3. A.V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga and B. Hillebrands// Nature Physics, 11, 453–461 (2015)
4. OOMMF User's Guide, Version 1.0, M.J. Donahue and D.G. Porter, Interagency Report NISTIR 6376, NIST, Gaithersburg, MD (Sept 1999).

Особенности распространения спиновых волн в системах микроволноводов на основе железоиттриевого граната

Ю.В. Хивинцев^{1,2*}, В.К. Сахаров¹, А.В. Кожевников¹, С.Л. Высоцкий^{1,2},
Ю.А. Филимонов^{1,2}, А. Хитун³

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

² Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

³ Университет Калифорнии - Риверсайд, Университетский проспект, 900, Риверсайд, CA 92521, США.

* khivintsev@gmail.com

Экспериментально исследовано распространение спиновых волн (СВ) в системах микроволноводов (МВ) шириной 10 мкм из пленки железоиттриевого граната. Показано, что малая ширина МВ приводит к существенному перекрытию спектров СВ в поперечно и продольно намагниченных МВ за счет эффекта анизотропии формы и формированию ширинных мод СВ. Это способствует расширению частотного диапазона для эффективного прохождения СВ в системах из ортогональных МВ. Также обнаружен эффект усиления и выравнивания коэффициента прохождения между различными портами системы МВ, который связывается с формированием спин-волнового резонанса.

Введение

Тонкопленочные волноводы для спиновых волн (СВ) ограниченной ширины, а также сети, формируемые из таких волноводов, привлекают внимание в связи с возможностью построения на их основе магнетронных устройств обработки информации [1]. Требования к миниатюризации таких устройств обуславливают необходимость уменьшения ширины волноводов, т. е. использования микроволноводов (МВ). При этом важно обеспечить малое затухание СВ, что может быть достигнуто за счет использования в качестве материала волноводов железоиттриевого граната (ЖИГ): материала, обладающего рекордно низким параметром магнитной диссипации среди известных магнетиков.

Целью данной работы являлось создание МВ на основе пленки ЖИГ, а также магнетронной сети, сформированной из подобных МВ, расположенных ортогонально друг к другу, и исследование особенностей распространения СВ в таких структурах.

Методика эксперимента

С помощью фотолитографии, и ионного травления из пленки ЖИГ толщиной 1 мкм, выращенной жидкофазной эпитаксией на подложке гадолиний галлиевого граната (ГГГ), были сформированы отдельные МВ шириной 10 мкм, длиной 100 мкм (рис. 1а), а также 8-ми портовая структура из таких МВ (рис. 1б). Для возбуждения и приема СВ в этих

структурах использовались микроантенны (МА), изготовленные из меди непосредственно на МВ (см. рис. 1) с помощью магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления.

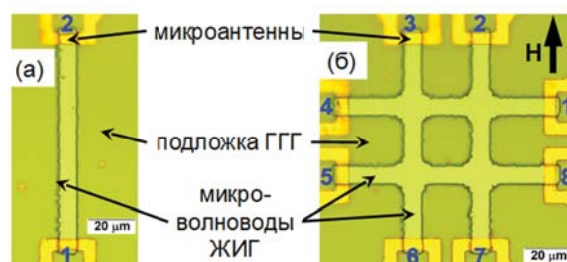


Рис. 1. Исследуемые структуры: одиночный МВ из пленки ЖИГ (а) и 8-ми портовая структура из таких МВ (б) с интегрированными МА для возбуждения-приема СВ

Изучение особенностей распространения СВ в изготовленных структурах проводилось с помощью векторного анализатора цепей и СВЧ зондовой станции. Для повышения чувствительности измерений сигнал после исследуемой структуры пропускался через предусилитель (+25 дБ). В случае отдельных МВ измерялась частотная зависимость коэффициента прохождения сигнала между антеннами (S_{21}) при приложении внешнего поля подмагничивания H касательно, либо поперек, либо вдоль МВ. В случае 8-ми портовой структуры МА 1 всегда использовалась как входная, и измерялись частотные зависимости коэффициента прохождения сигнала во все остальные порты (S_{X1} , где $X = 2-8$) при ориентации H , как на рис. 1б.

Результаты и обсуждение

Измерения проводились при $H = 0.12-1.6$ кЭ, однако, эффективное прохождение СВ наблюдалось лишь при $H > 0.3$ кЭ. Это связано с тем, что при такой ширине волноводов имеется сильное влияние магнитной анизотропии формы, существенно повышающей поле насыщения по сравнению с пленкой ЖИГ. Кроме того, анизотропия формы в случае поперечного намагничивания при слабых полях формирует сильно неоднородное распределение намагниченности по ширине волновода, что также может негативно сказываться на возбуждении и распространении СВ. Основные особенности, наблюдавшиеся в эксперименте при $H > 0.3$ кЭ, проиллюстрированы на рис. 2.

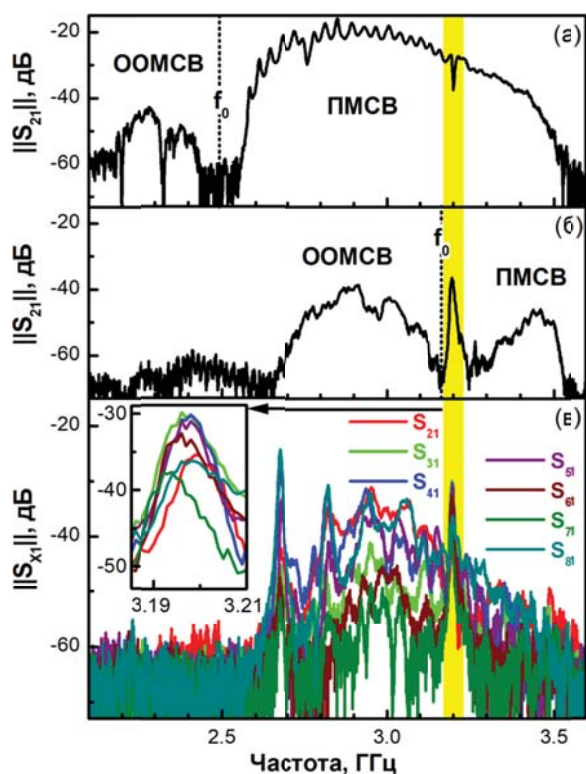


Рис. 2. АЧХ коэффициента передачи для поперечно (а) и продольно (б) намагниченного МВ, а также 8-ми портовой структуры (в)

Рис. 2а и б показывают амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) коэффициента передачи для поперечно и продольно намагниченного МВ, соответственно. Следует отметить, что в случае пленки ЖИГ эти две геометрии подмагничивания отвечают распространению между антеннами поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) и обратной объемной магнитостатической волны (ООМСВ), соответственно. Для пленки эти волны занимают перекрывающиеся частотные диапазоны с общей

длинноволновой границей f_0 [2]. Конечная ширина волновода, из-за анизотропии формы, приводит к сдвигу f_0 вниз и вверх по частоте для поперечно и продольно намагниченного волновода, соответственно. В результате диапазоны ПМСВ и ООМСВ перекрываются. Кроме того, волноводы конечной ширины характеризуются наличием ширинных мод ПМСВ и ООМСВ [3], которые могут распространяться независимо от геометрии подмагничивания.

Пользуясь методикой, изложенной в [4], на рис. 2а и б отмечены частоты f_0 и области существования мод ПМСВ и ООМСВ. Видно, что, благодаря вышеописанным эффектам, использование МВ способствует существенному перекрытию спектров прохождения для поперечного и продольного Н. Это открывает возможность для эффективной передачи сигнала в системе из ортогональных волноводов в широком диапазоне частот.

На рис. 2в приведены характеристики передачи для 8-ми портовой структуры. Видно, что передача сигнала от порта 1 к остальным портам происходит в области частот, отвечающей перекрытию спектров для отдельных ортогональных МВ. При этом АЧХ осциллируют и могут существенно отличаться для различных портов. Исключение составляет одна частота (см. выделенную область), на которой эффективное прохождение сигнала с близкими коэффициентами передачи наблюдается во все порты. С этой частотой совпадают особенности в АЧХ для отдельных МВ, характерные для спин-волнового резонанса (СВР) по толщине пленки ЖИГ [5]. Можно предположить, что в условиях СВР происходит эффективное возбуждение структуры в целом, как резонатора, что и способствует эффективной передаче сигнала в различные порты.

Работа поддержана РФФ (проект №17-19-01673).

Литература

1. A. Khitun // J. Appl. Phys., V. 113, 164503 (2013).
2. R.W. Damon, J.R. Eshbach // J. Phys. Chem. Solids, V. 19, 308 (1961).
3. T.W. O'Keeffe, R.W. Patterson // J. Appl. Phys., V. 49, 4886 (1978).
4. В.К. Сахаров и др. // Гетеромагнитная микроэлектроника, № 23, 33(2017).
5. Ю.В. Гуляев и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 30, № 9, 600 (1979).

Распространение магнитостатических волн в эпитаксиальных пленках галфенола, возбуждаемых вследствие сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии

Н.Е. Хохлов^{1,*}, П.И. Геревенков¹, Я.А. Филатов^{1,2}, Л.А. Шелухин¹, А.В. Щербаков^{1,3}, A.W. Rushforth⁴, А.М. Калашникова¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021

²Университет ИТМО, Кронверкский пр-кт, д.49, Санкт-Петербург, 197101

³Experimental Physics II, Technical University Dortmund, Otto-Hahn-Straße 4a, Dortmund, Germany, D-44227

⁴School of Physics and Astronomy, The University of Nottingham, University Park, Nottingham, UK, NG7 2RD

*n.e.khokhlov@mail.ioffe.ru

Экспериментально показано возбуждение и распространение спиновых волн в 20-нм пленке галфенола, эпитаксиально выращенной на подложке GaAs, вследствие сверхбыстрого термического изменения магнитокристаллической анизотропии. В эксперименте наблюдались пакеты поверхностных магнитостатических волн на расстоянии до 10 микрон от области возбуждения. Сильная магнитокристаллическая анизотропия пленки в плоскости обеспечивает дополнительную степень свободы в управлении параметрами спиновых волн. Так, ориентация внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей образца определяет частоту, амплитуду и длину распространения возбуждаемых волн.

Введение

Цифровые технологии будущего требуют создания новых устройств обработки информации, сочетающих в себе быстродействие, компактность и низкое потребление энергии. Перспективным подходом к выполнению этих требований является использование спинового транспорта для передачи информации и спин-волновой логики для ее обработки [1]. В свете этого генерация спиновых возбуждений в наноструктурах под действием фемтосекундных лазерных импульсов является одним из наиболее актуальных направлений современного магнетизма [2–5]. Однако, в настоящее время спектр материалов, в которых продемонстрировано лазерно-индуцированное возбуждение спиновых волн (СВ), ограничен рядом модельных сред, таких как тонкие пленки ферритов-гранатов [2, 3], пермаллоя [4] и CoFeB [5], демонстрирующие слабую магнитную анизотропию в плоскости.

В данной работе представлены результаты первого экспериментального исследования оптического возбуждения СВ в тонкой пленке ферромагнитного металла галфенола с выраженной магнитной анизотропией в плоскости. При этом

механизмом возбуждения является сверхбыстрое изменение магнитокристаллической анизотропии.

Методика эксперимента

В качестве образца выбрана эпитаксиальная пленка галфенола ($\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$) толщиной 20 нм, выращенная на подложке GaAs с выраженной кубической и дополнительной одноосной анизотропией в плоскости [6].

Эксперименты проводились по схеме двуцветной оптической накачки-зондирования с фемтосекундным временным и субмикронным пространственным разрешением. Импульсы накачки и зондирования длительностью 70 фс с центральными длинами волн 525 и 1050 нм соответственно фокусировались на образце в пятна диаметром 1,5 мкм. В эксперименте регистрировался индуцированный импульсом накачки поворот плоскости поляризации θ_k импульсов зондирования как функция времени задержки между импульсами при их разных относительных положениях на образце. Постоянное внешнее магнитное поле $\mathbf{H} = 100$ мТл направлялось в плоскости пленки и менялся азимутальный угол φ между направлением поля и легкой

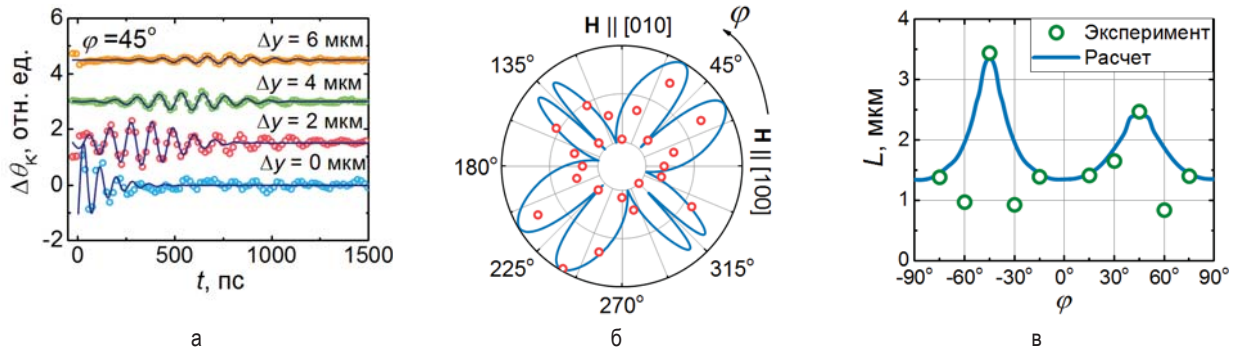


Рис. 1. (а) Временные сигналы $\theta_K(t)$ для разных расстояний между центрами пятен пампа и проба Δy . (б) Азимутальная зависимость амплитуды прецессии $\theta_K(t)$ при перекрытии пятен. (в) Азимутальная зависимость длины распространения СВ. На всех рисунках: круги – экспериментальные данные, сплошные линии – результаты теоретического или численного расчетов

осью анизотропии. Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

При пространственном перекрытии пятен импульсов накачки и зондирования наблюдаются затухающие осцилляции $\theta_K(t)$ (рис.1 (а), нижний график). При детектировании вне пятна накачки наблюдались сигналы $\theta_K(t)$ в форме волнового пакета с изменяющимся положением центра в пространстве и времени (рис.1 (а)), что свидетельствует о распространении магнитостатических волн в пленке галфенола. Однако, такое распространение наблюдалось только при сканировании перпендикулярно направлению внешнего поля \mathbf{H} , т.е. для поверхностных магнитостатических волн. При сканировании параллельно \mathbf{H} , что соответствует конфигурации обратных объемных магнитостатических волн, четко выделенных волновых пакетов не наблюдалось. Такая ситуация для объемных и поверхностных волн при возбуждении лазерным импульсом является типичной для тонких металлических пленок [4, 5].

Азимутальная зависимость амплитуды прецессии $\theta_K(t)$ при перекрытии пятен (рис. 1(б)), направление \mathbf{H} (в плоскости пленки) и независимость параметров возбуждаемой прецессии от поляризации импульса накачки свидетельствуют о том, что механизмом возбуждения СВ является сверхбыстрое тепловое изменение магнитокристаллической анизотропии.

Вне пятна накачки поверхностные СВ распространяются с затуханием. Зависимость их амплитуды от расстояния хорошо описывается выражением $A_{sw}(\Delta y) \sim \exp(-\Delta y/L)$, где Δy – расстояние от центра

пятна накачки перпендикулярно \mathbf{H} , L – длина распространения СВ. В эксперименте наибольшие значения L наблюдались для направлений распространения СВ вдоль осей трудного намагничивания образца ($\varphi = \pm 45^\circ$ на рис. 1(в)). При этом величина L достигает 3,4 мкм, что равно аналогичному значению для 20-нм пленки пермаллоя – модельного материала магноники [1].

Таким образом, галфенол расширяет ограниченный круг материалов, перспективных для применения в устройствах магноники [1]. Также важно отметить, что продемонстрированный в работе механизм сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии может быть реализован в материалах с различной электронной структурой [7]. Это снимает целый ряд ограничений, накладываемых на свойства материалов и геометрию эксперимента [2-5], которые существуют при возбуждении СВ вследствие других механизмов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00824 А).

Литература

1. A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands // Journal of Physics D, V. 50, 244001 (2017)
2. T. Satoh *et al.* // Nature Photonics, V.6, 662 (2012)
3. A. I. Chernov *et al.* // Optics letters, 42, 279 (2017)
4. A.Kamimaki, *et al.*//Phys Rev B,96,014438 (2017)
5. S.-J.Yun *et al.*//Appl Phys. Expr. 8, 063009 (2015)
6. V.N. Kats *et al.* // Phys Rev B, 93, 214422 (2016)
7. L.A. Shelukhin *et al.* // Phys Rev B 97, 014422 (2018)

Микромагнитное моделирование дифракции сверхнаправленного пучка спиновых волн на сквозном отверстии в касательно намагниченной пленке ЖИГ

А.Б. Хутиева¹, Э.Г. Локк², А.В. Садовников¹

¹ Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

² Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пр. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190.

*any788782@gmail.com

С помощью численного моделирования исследовано распространение сверхнаправленного луча поверхностной спиновой волны и его дифракция на сквозном отверстии в пленке железиттриевого граната.

Введение

Весьма актуальным является исследование характеристик ограниченных по ширине волновых пучков спиновых волн (СВ) с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями, а также исследование дифракции этих пучков на различных локальных неоднородностях [1–4].

В отличие от аналогичной задачи для изотропных сред, где угловая ширина пучка дифрагированной спиновой волны определяется соотношением λ/D (λ – длина волны, а D – характерный размер возбудителя), в случае, например, касательно намагниченной пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), оказывается возможным бездифракционное распространение сверхнаправленного пучка спиновых волн [1, 2, 3, 4].

Исследование дифракции СВ

В настоящей работе с помощью методов микромагнитного моделирования исследовано распространение сверхнаправленного пучка поверхностной СВ в касательно намагниченной пленке ЖИГ. Изучен диапазон параметров (характерный размер неоднородности, угол ориентации магнитного поля, размеры антенны для возбуждения СВ), в котором наблюдается эффективное формирование и распространение сверхнаправленного луча СВ. Рассчитаны дифракционные картины сверхнаправленного луча поверхностной СВ на сквозном отверстии в пленке ЖИГ (рис. 1) и проведено сравнение этих картин с аналогичными для прямой объемной СВ (у которой изочастотная зависимость представляет

собой окружность). На рис. 1 наибольшей интенсивности СВ соответствует красный цвет, а наименьшей – синий. Как видно из рис. 1, в случае, когда длина СВ λ сравнима с размером неоднородности d , тень за отверстием видна на расстоянии, намного большем, чем λ и d .

Результаты исследования поддержаны проектом РНФ (№18-79-00198) и проектам РФФИ (№18-37-20005).

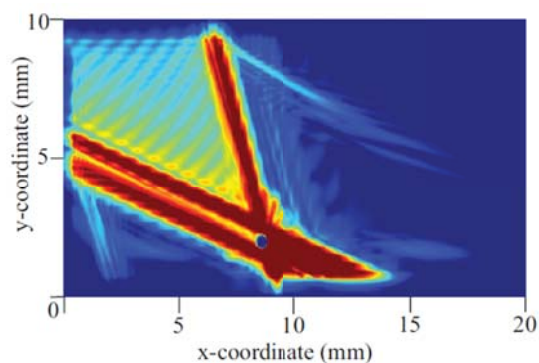


Рис. 1. Распределение интенсивности сверхнаправленного пучка поверхностной СВ в плоскости пленки ЖИГ при его дифракции на сквозном отверстии

Литература

1. E.H. Lock. <http://arxiv.org/abs/1112.3929>.
2. E.H. Lock // Physics-Uspekhi. 55, 1239 (2012).
3. A.Yu. Annenkov, S.V. Gerus and E.H. Lock // EPJ Web of Conferences 185, 02006 (2018).
4. A.Yu. Annenkov, S.V. Gerus and E.H. Lock // EPL 123, 44003 (2018).

Влияние магнитного поля на структуру нанопроволок, получаемых репликацией пор трековых мембран

Д.А. Черкасов^{1, 2, *}, Д.Л. Загорский¹, А.С. Шаталов^{1, 2}, И.М. Долуденко^{1, 2}, Д.В. Панов^{1, 2}, С.А. Хечумян^{1, 3}, Г.Г. Бондаренко²

¹ Институт кристаллографии РАН, Ленинский пр., 59, Москва, 119333.

² Московский институт электроники и математики НИУ ВШЭ, ул. Таллинская, 34, Москва, 123458.

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, ул. Ленинские горы, 1, Москва, 119234.

*dim_cherckasov@mail.ru

В работе были синтезированы одномерные наноструктуры – нанопроволоки (НП) – в виде массивов гомогенных НП (Ni-Fe (сплав), Co), а также гетероструктурных НП (слоевых) Cu/Ni. Было изучено влияния магнитного поля на рост и свойства получаемых наноструктур. Для этого рост массивов НП проходил во внешнем магнитном поле различного направления и напряженности. Во время синтеза исследовались характеристики гальванического процесса. Показано, что в случае осаждения как гомогенных НП, так и гетероструктурных, время осаждения уменьшается при приложении магнитного поля. Полученные НП изучались с помощью растровой электронной микроскопии и рентгеновского анализа. Обнаружено, что приложение МП изменяет длину НП (как гомогенных, так и гетероструктурных), а также приводит к образованию полостей в определённых участках НП. Рентгеновский анализ показал наличие текстуры в образцах, выращенных в магнитном поле.

Введение

Известно, что трековые мембраны могут использоваться как для целей фильтрации, так и для матричного синтеза. Метод матричного синтеза, с использованием трековых мембран, позволяет получать массивы тонких стержней – нанопроволок (НП). Применение матричного синтеза позволяет регулировать многие параметры как матрицы, так и процесса – и выбирать оптимальные режимы для получения НП с нужными свойствами. Одним из факторов, влияющих на электроосаждение НП, может быть внешнее магнитное поле. Вопрос о том, как поле влияет на рост магнитного металла в наноразмерных порах практически не изучен.

Методика эксперимента

В работе применялись трековые мембраны с диаметром пор 100 нм. Использовались электролиты следующего состава: для осаждения гомогенных НП Ni-Fe – H_3BO_3 – 15 г/л; $\text{NiCl}\cdot 6\text{H}_2\text{O}$ – 40 г/л; $\text{NiSO}_4\cdot 7\text{H}_2\text{O}$ – 16 г/л; $\text{FeSO}_4\cdot 7\text{H}_2\text{O}$ – 16 г/л; стабилизирующие добавки, для осаждения кобальтовых НП – $\text{CoSO}_4\cdot 7\text{H}_2\text{O}$ 320 г/л H_3BO_3 40 г/л, и наконец, для осаждения слоевых НП Cu/Ni – $\text{NiSO}_4\cdot 7\text{H}_2\text{O}$ - 196,7 г/л; $\text{CuSO}_4\cdot 5\text{H}_2\text{O}$ – 6,25 г/л; H_3BO_3 – 31,6 г/л. Катодом являлся нанесенный на одну из сторон матрицы сплошной токопроводящий слой меди. В качестве источника использовался потенциостат

Elins P-2X. При синтезе Fe-Ni НП прикладывалось напряжение в 1,5 В (ранее, в работе [4] было показано, что такое напряжение позволяет получить сплав с отношением 1:1). Для Co НП это значение равнялось 0,8 В. При синтезе гетероструктурных НП для слоёв Cu использовалось напряжение 0,8 В, а для слоёв Ni – 1,8 В.

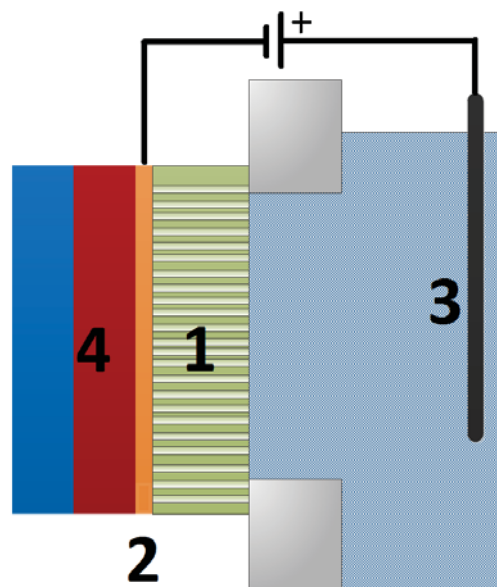


Рис. 1. Схематическое изображение ростовой ячейки: 1) Трековая мембрана 2) рабочий электрод (катод) 3) анод 4) магнит

Осаждение проводилось в специально сконструированной гальванической ванне (рис. 1), конструк-

ция которой позволяла прикладывать постоянные магниты (неодимовые, с индукцией $\approx 0,15; 0,2$ и $0,3$ Тл) вплотную к выращиваемому образцу. Таким образом, напряжённость магнитного поля в зоне роста была максимальна и коллинеарна выращиваемым проволокам. Магнит прикладывался «северным» и «южным» полюсом. Во время роста велась запись ампер-временной зависимости.

Результаты и обсуждение

Показано, что время роста гомогенных НП (Ni-Fe) зависит от наличия и направления магнитного поля. (Время полного заполнения пор оценивалось исходя из резкого увеличения силы тока). В частности, в эксперименте время роста гомогенных НП (Fe-Ni) без магнитного поля составляло порядка 475 секунд, тогда как при приложении магнита ≈ 425 сек (рис. 2).

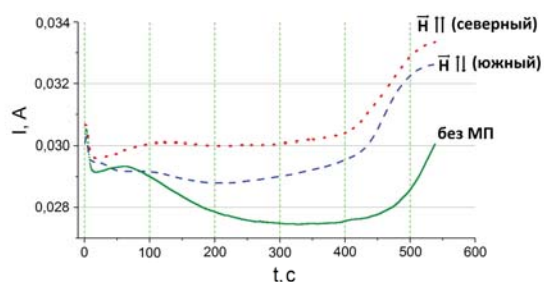


Рис. 2. Графики зависимости тока от времени для гомогенных НП (Ni-Fe) в магнитном поле и без него

Из ампер-временной зависимости осаждения гетероструктурных (слоевых) НП (Ni/Cu) можно убедиться, что влияние магнитного поля на рост слоевых проволок имеет такой же характер, как и влияние на рост НП из сплавов

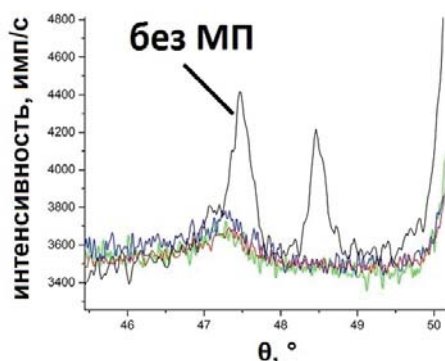


Рис. 3. Фрагмент рентгенограммы гомогенных кобальтовых НП, выращенных без магнитного поля (чёрная кривая), и в магнитном поле различной интенсивности (0,15; 0,2; 0,3 Тл, зелёная, синяя и красная соответственно)

Рентгеновский анализ показал появление текстуры при росте массива НП в магнитном поле (рис. 3), при этом из полученных данных можно сделать предположение, что «слабое» магнитное поле (0,15 Тл) влияет на структуру получаемых наноструктур также, как и «сильное» (0,3 Тл).

Микроскопия (СЭМ) показала, что топография гомогенных НП (Ni-Fe и Co) при приложении магнитного поля меняется незначительно. С другой стороны, в гетероструктурных НП (Ni/Cu), выращенных при приложении магнита южным полюсом, в слоях Ni (осаждение при большем потенциале) образовались полости (рис. 4).

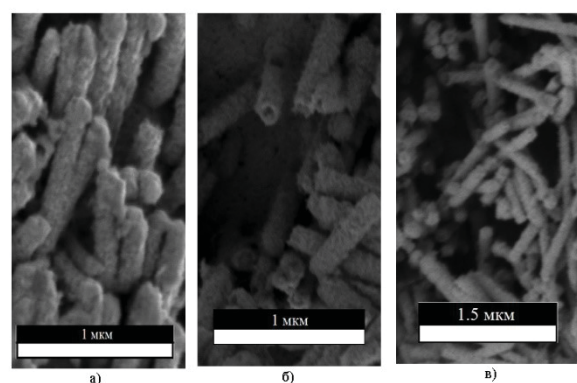


Рис. 4. СЭМ-изображения гетероструктурных НП, выращенных в «северном» (а), «южном» (б) полюсе, и без МП (в)

Также СЭМ подтверждает результат ампер-временной зависимости для гетероструктурных НП — средняя длина НП, выращенных в магнитном поле увеличилась в сравнении с НП, выращенными без него за одинаковое время.

Таким образом показано, что приложение магнитного поля ведёт к увеличению скорости роста как гомогенных (Ni-Fe), так и гетероструктурных (Ni/Cu) НП, а также к появлению текстуры (в обоих случаях) и полостей в никелевых слоях (НП из Ni/Cu).

Литература

1. C. Martin. Nanowires // Science 266, pp.1961, 1994.
2. N. Lupu (editor). «Electrodeposited NWs and Their Applications», InTech, Rijeka, Croatia, 2010.
3. M. Vazquez (editor). «Magnetic Nano- and Microwires», Woodhead, Elsevier, 2015.
4. Д. Загорский и др. // ФТТ, 2018, Т. 60, в. 11, с. 2075.

Секция 4

**Зондовая микроскопия:
измерения и технологии атомарного
и нанометрового масштаба**

Fusion of scanning electron, force, and near-field microwave microscopy allowing multimodal sensing and imaging

O.C. Haenssler^{1,*}, S. Fatikow¹

¹ University of Oldenburg, Division Microrobotics and Control Engineering, Ammerlaender Heerstr.114-118, Oldenburg, D26129, Germany.

*o.haenssler@uol.de

Coupling of multiple sensing and imaging techniques allows for obtaining complementary and often unique datasets of samples under test. By means of an integrated microscopy technique with different modalities, it is possible to gain multiple information about nanoscale samples by recording at the same time.

Introduction

In micro- and nanotechnology, materials science, life sciences and in particular the research of semi-conductors requires combinatorial tools for the investigation, manipulation and transport of materials and objects in the submicrometer range. In the “International Technology Roadmap for Semi-conductors (ITRS)” a number of potential solutions are specified [1]:

- Multi heads/columns and modes for scanning instruments,
- Hybrid metrology,
- Broadband RF measurements and
- Non-raster scanning capabilities.

The potential of extracting and visualizing different properties from the same region of interest (ROI) of one of the new promising materials, illustrates Figure 1. The testsample is a composition of graphene flakes deposited onto a silicon substrate. Graphene, a microscopic large two-dimensional network of carbon atoms, is an integral material of the “Beyond CMOS” direction. The scanning microscope raster with a probe tip in contact mode the surface and is able to image two physical properties: The topography of the sample surface and its ability of modifying evanescent incident electromagnetic waves induced via the conductive probe.

In the geographic area of the deposited flakes, encircled by the red dotted line, the upper image a) shows no visible large flat objects, but in the microwave regime b) the flakes are observable, as pink colored parts on top of the surface. Therefore, it is

promising to applicate such technology in a multimodal approach.

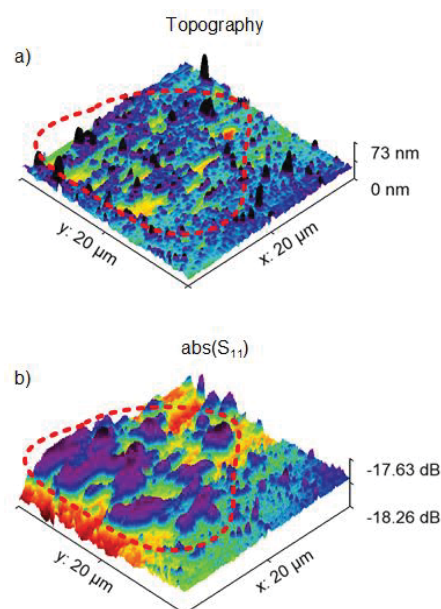


Fig. 1. Graphene flakes measurements: Graphene placed on top inside the red dotted line area. a) 3D Topography scan image indicates no existence of a 1D thin layer conductive material. b) 3D Scan of $\text{abs}(S_{11})$ displays areas of different conductivity, which might be a reaction originating from the on top placed flakes of graphene

Method

A demonstrator setup, described in detail in [2], operates under high-vacuum conditions inside the chamber of a Scanning Electron Microscope (SEM) Zeiss LEO1450 and serves as a technology platform by fusing various microscopy modalities, techniques and processes. An Atomic Force Microscope (AFM) based on a compact, optical interferometer system performs

imaging of surface topography, and a Scanning Microwave Microscope (SMM) records electromagnetic properties in the microwave frequency domain, both operating inside an SEM. An open-source software framework, tailored for vision-based automation by nanorobotics, controls the instrument. The setup allows for observing the region-of-interest with SEM spatial resolution, while imaging and characterizing with interacting evanescent microwaves and intermolecular forces simultaneously.

A multimodal test standard consisting of various features for the different microscopy techniques used here, has been introduced in [3]. In Figure 2 micro scaled capacitors in the range of around 340 aF are measured in three microscope modalities. From left to right: Secondary Electron, Atomic Force and Microwave Microscopy images.

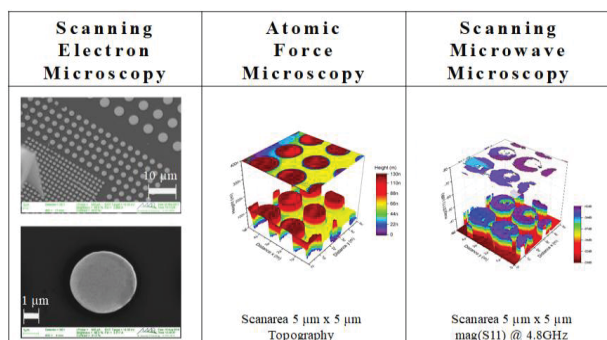


Fig. 2. Multimodal imaging of microcapacitances by the Scanning Electron, Force and Microwave Microscope (SEM²)

The electron microscope image on the left shows an array of capacitive structures for SMM of the test standard, in the same time as the sample is scanned with the conductive probe tip which can be seen in the upper secondary electron image in the lower left corner. In the left lower image of Figure 2, a close-up of one 4 µm capacitor shows a slight surface

roughness. Scanning was done by 1 line/s at a resolution of 128 * 128 pixel and an SMM intermediate frequency bandwidth of 1 kHz @ 4.8 GHz. The smallest fabricated capacitors (target diameter 1.5 µm) are showing topography differences in diameter and top flatness in the middle and right image, which were obtained by AFM and SMM, respectively.

Conclusion

By introducing an electron microscope into microwave microscopy, it has been shown that it is possible to perform the positioning of the probe tip and the navigation of the sample-under-test in live view operation. The resolution limit of optical microscopes which are used for SMM and are typically in the range of 1.5 µm to 2.5 µm, commonly used for this purpose, has been overcome by the introduction of electron microscopy. The technology platform "Scanning electron, force and microwave microscope (SEM²)", which is embedded in an open-source robotics software framework, provides a basis for all above mentioned methods and applications. It aims to provide a tool for the community in the fields of semiconductors, materials science and life sciences.

References

1. Sematech, *Int. Technology Roadmap for Semiconductors 2.0, Executive report*, <http://www.itrs2.net/itrs-reports.html> checked on 20190121 (2015).
2. Haenssler, O.C., Théron, D., Fatikow, S. // *JVST B*, V. **36**, 022901 (2018).
3. Haenssler, O.C., Wieghaus, M.F., Kostopoulos, A. *et al.* // *J Micro-Bio Robot*, V. **14**, 51 (2018).

AFM and DLS comparative study of nano-particles based on blends of polycaprolactone with poly(vinyl alcohol), encapsulating anticancer drugs

T.E. Sukhanova^{1,2*}, M.E. Vylegzhani¹, A.Ya. Volkov¹, E.R. Gasilova¹, A.A. Kutin¹, A.P. Filippov¹, Amal Amin³, Moshera Samy³, Heba M. Abdallah³, Magdy M.H. Ayoub³

1 Institute of Macromolecular Compounds, Russian Academy of Sciences, Bolshoj pr. V.O., 31, St.-Petersburg, 199004, Russia

2 S.V. Lebedev Institute of Synthetic Rubber, Gapsal'skaya str. 1, St.-Petersburg, 198035, Russia

3 Department of Polymers and Pigments, National Research Center, Dokki, Giza, Cairo, Egypt

*tat_sukhanova@mail.ru

Using atomic-force microscopy (AFM), dynamic and static light scattering (DLS and SLS), biodegradable polymer polycaprolactone nanoparticles (PCNs) prepared by a modified Water/Oil/Water (W/O/W) double emulsion-solvent diffusion method containing anticancer drugs were investigated. Also, optical and transmission electron microscopy (OM and TEM), X-ray diffraction (XRD) methods were applied for evaluation of structure, morphology and particles size distribution of 5-Fluorouracil (5FU) drug loaded compositions (5FU-PCNs). Correlations between structural and morphological parameters, composition, concentration of stabilizer, and drug encapsulation efficiency were evaluated. It can be concluded that the prepared PCNs can be effectively used for preparation of controlled release matrices for anticancer drugs.

Introduction

The main goal for pharmaceutical researches is to create drug delivery system that enhance drug efficiency and diminish the undesirable effects. For achieving this aim, polymeric nanoparticles (PNs) have been extensively studied recently due to their unique features, such as the increased stability, the capability to protect drugs, ability to create controlled release, and adjustable surface properties (1). In our study, polycaprolactone (PCL) was selected as valuable polymer for PNs preparation as it is used in several medical applications as drug delivery and tissue engineering because of its high biocompatibility and biodegradability, miscibility with a variety of other polymers and high permeability for many drugs (2). Polycaprolactone nanoparticles (PCNs) were prepared by a modified Water/Oil/Water (W/O/W) double emulsion-solvent diffusion method (3) and polyvinyl alcohol (PVA) as a stabilizer. 5-Fluorouracil (5FU), the anticancer drug, was used for loading into PCNs. Structure, morphology, particles size distribution, optical and thermal properties were evaluated by atomic-force microscopy (AFM), dynamic (DLS) and static (SLS) light scattering, optical and transmission electron microscopy (OM and TEM), and X-ray diffraction (XRD).

Materials and Methods

5FU entrapped biodegradable polycaprolactone compositions (5FU-PCNs) were prepared by encapsulation of 5FU into PCL based nanoparticles which were prepared via a modified W/O/W double emulsion-solvent diffusion method. First, the inner

aqueous phase (W_1) was added to dichloromethane solution containing PCL with homogenization to form primary emulsion (W_1/O) which was emulsified with the outer aqueous phase (W_2) containing polyvinyl alcohol (PVA) as stabilizer to attain the double emulsion ($W_1/O/W_2$). The compositions of different PCL:PVA content varying from 1:0.5 to 3:1 containing of 1 wt.% 5FU were prepared.

The surface morphology of the synthesized copolymers was investigated by the AFM method on the device NT-206 ("ODO Microtestmashiny", Belarus) using NSC11/AIBS types silicon probes with the radius of tip curvature less than 10 nm and stiffness of cantilever 3 N/m produced by "Mikromash" (Estonia). DLS and SLS of dilute (0.5-0.6 g/L) aqueous solutions of the composites were studied simultaneously at 632 nm by using a Photocor-FC device. The scattering angles were changed from $40^\circ \leq \theta \leq 130^\circ$. The DLS results were analyzed with the program DynaLS. The radius of gyration R_g was determined from the slope of the Berry dependences. R_h was determined by using the Stokes-Einstein equation $R_h = kT/6\pi\eta D$, where D is the diffusion coefficient obtained by extrapolation of the $D(q)$ dependences to $q=0$, where q is the wavevector that is proportional to $\sin(\theta/2)$. The composites were dissolved at 80°C (above the melting temperature of polycaprolactone) and filtered through syringe membrane filter with 1 μm pores. The X-ray diffraction studies were performed on a SEIFERT XRD 3003 TT diffractometer (GE, Germany) equipped with a primary monochromator ($\text{CuK}\alpha$ radiation, $\lambda = 1.5406\text{\AA}$, $2\theta = 3^\circ - 40^\circ$).

Results and Discussion

The XRD patterns of pure PCL, PVA, 5FU and 5FU-PCNs compositions are represented in Fig.1. PCL showed two sharp crystalline peaks at 21.5° and 23.8°(7). 5FU exhibits multiple sharp peaks representing the crystalline nature of the drug (6). PVA showed diffuse halo revealing its amorphous nature (8).

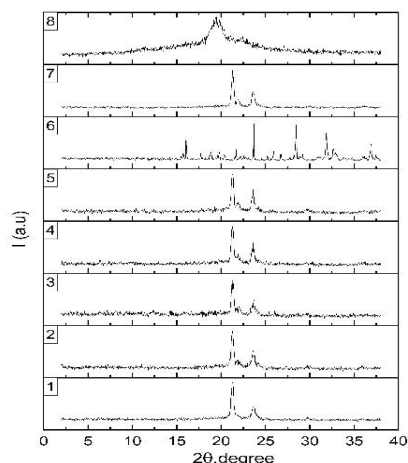


Fig. 1. XRD patterns of 5FU-PCNs [2:0.5 (1), 3:0.5 (2), 1:1 (3), 2:1 (4), 3:1(5)], 5-FU (6), PCL (7), and PVA (8)

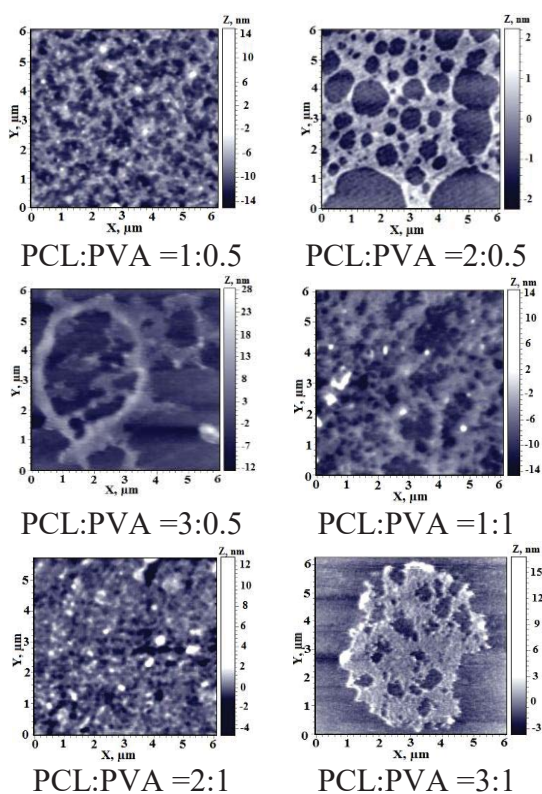


Fig. 2. AFM height images of 5FU-PCNs double emulsion films surface, containing 1 wt.% 5FU (cast on mica)

XRD comparative analysis of the 5FU-PCNs compositions (Fig.1, curves 1-5) indicated a molecular level dispersion of 5FU in the polymer matrix while the distinguished peaks for the drug disappeared. AFM (Fig.2) and TEM data confirmed complicate morphology and various shape of the 5FU-PCNs

double emulsion droplets and the formation of spherical micro- and nanocapsules. DLS showed the unimodal R_h -distributions (Fig.3a). R_h was determined by using the Stokes-Einstein equation $R_h = kT/6\pi\eta D$, where D is the diffusion coefficient obtained by extrapolation of the $D(q)$ dependences to $q=0$, where q is the wavevector that is proportional to $\sin(\theta/2)$. The radius of gyration R_g was determined from the slope of the Berry dependences that were linear (Fig.3b).

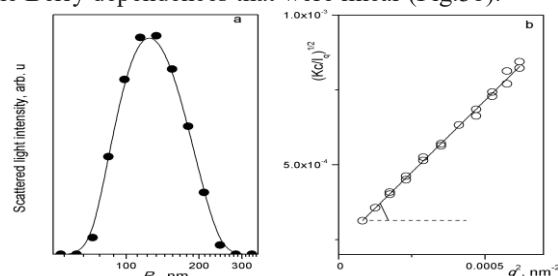


Fig. 3. Representative examples of unimodal R_h -distributions (a) and linear Berry dependences (b) for the composition PCL:PVA=1:1 containing 1 wt.% 5FU

The sizes of primary NPs as determined by DLS and SLS are listed in Table 1. The structure-sensitive ratios $0.8 < R_g/R_h < 1.2$ indicate the spherical form of the colloids.

Table 1. DLS and SLS results for the dilute aqueous solutions of the composites.

PCL:PVA	R_h nm	R_g nm	R_g/R_h
1:0.5	149	147	1.0
2:0.5	182	146	0.8
3:0.5	147	122	0.8
1:1	161	162	1.0
2:1	164	147	0.9
3:1	107	123	1.2

Finally, the correlations between structural and morphological parameters and preparation conditions (composition, concentration of stabilizer) were evaluated. The optimized ratios of the different parameters of double emulsion process were founded. The estimation of 5FU drug encapsulation efficiency into polymer matrix showed that the prepared PCNs can be effectively used for preparation of controlled release matrices for anticancer drugs.

This research is supported by the grants of the Russian Foundation for Basic Research (RFBR) No.17-53-61026 Egypt_a and the Egyptian Academy of Sciences (STDF) No.26599.

References

1. F.F. Sahle, B. Balzus, C. Gerecke, B. Kleuser, R. Bodmeier // *Eur. J. Pharm. Sci.*, **92**, 98 (2016).
2. Z. Li, B. Tan // *Mater. Sci. Eng.*, **C45**, 620 (2014).
3. M. Igbal, N. Zafar, H. Fessi, A. Ellassari // *Int. J. Pharmaceutics*, **496**, 173 (2015).

Поверхностная проводимость эпитаксиальных слоёв PbSnTe:In с составом вблизи инверсии зон

А.Н. Акимов¹, Д.В. Ищенко^{1,*}, А.Э. Климов^{1,2}, Н.С. Пашин¹, С.П. Супрун¹,
О.Е. Терещенко^{1,3}, Е.В. Федосенко¹, В.Н. Шерстякова¹

¹ Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова, ул. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

² Новосибирский Государственный Технический Университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

³ Новосибирский Государственный Университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

*ischenkod@isp.nsc.ru

В работе исследовались высокоомные эпитаксиальные плёнки Pb_{1-x}Sn_xTe/BaF₂ с составом, близким к инверсии зон. Показано, что химическая обработка поверхности приводит к увеличению тока до 10⁴ раз при U_{см} ≤ 10 В. Измерение спектров рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) показало, что при обработке поверхности удаляется окисный слой и происходит обогащения поверхности теллуром.

Введение

В последние несколько лет интерес к соединению Pb_{1-x}Sn_xTe связан с теоретическим предсказанием и последующим обнаружением в нем для определённой области составов ($x > 0.35$) фазы топологического кристаллического изолятора (ТКИ) и поверхностных дираковских состояний [1]. При исследовании поверхностных свойств этого соединения особый интерес представляет проводимость чистой поверхности после удаления собственного окисла и прямое наблюдение изменения электрофизических свойств, непосредственно связанных с поверхностной проводимостью.

В настоящей работе методом МЛЭ были получены легированные In эпитаксиальные слои Pb_{1-x}Sn_xTe/BaF₂ с составом $0.28 \leq x \leq 0.32$ (толщиной $d \approx 1$ мкм) и концентрацией In (0.5 – 3) ат. %, которые при T < 20 К имеют низкую объёмную проводимость. На поверхности таких слоёв при определённых условиях могут сформироваться области со свойствами, отличными от объёмных, если поверхность, например, обогащается оловом и по составу приближается к фазе ТКИ [2]. Целью работы было проведение исследования физико-химического состояния поверхности и латеральной проводимости полученных слоёв в зависимости от химической обработки поверхности и отжига.

Методика эксперимента

Физико-химическое состояние поверхности исследовалось методом РФЭС. В качестве источника излучения использовалась AlK α линия с энергией 1486.6 эВ, спектры набирались с разрешением 0.6 эВ. Вольтамперные характеристики (ВАХ) изучались при температуре 4.2 К в без и при освещении структур в области собственного поглощения (светодиод с $\lambda = 0.63$ мкм). Расстояние между контактами $L \approx 1$ мм. Для обработки поверхности PbSnTe:In использовался раствор изопропилового спирта, насыщенные парами соляной кислоты в течение 1-2 суток [3].

Результаты и обсуждение

РФЭ спектры поверхности образцов до обработки показали присутствие теллура и металлов (Pb, Sn, In) в частично окисленном состоянии, а также естественных загрязнений - углерода и кислорода. На рис.1 *a, b, c*. представлены разложенные на компоненты пики дублетов Te 3d 5/2, Sn 3d 5/2 и Pb 4f 7/2 (с учётом естественной ширины линии). Из рисунка видно, что пик олова в окисном состоянии имеет большую интенсивность, в отличие от пиков свинца, для которого зарегистрированы два окисных состояния, но меньшие по интенсивности, чем основной пик (рис. 1 *a, b, c* – *верхние кривые*). После химической обработки образца наблюдался

пик теллура без наличия окисленной фазы (рис. 1 *a* – нижняя кривая), свинец и олово имели слабо выраженные окисные фазы (рис. 1*b*, *c* – нижние кривые). Проведенный количественный анализ элементного состава поверхности, показал, что после травления наблюдается сильное обогащение по теллуру. Кроме того, зафиксировано почти полное исчезновение индия, что может быть связано с его сегрегацией в процессе роста, обусловленное особенностями его встраивания в твердый раствор. При этом отношение компонент $\text{Sn} / (\text{Pb} + \text{Sn}) \approx 0.35$, что соответствует значению, при котором происходит инверсия зон в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$.

Одновременно изучалось изменение проводимости плёнок. На рис. 2 представлена трансформация ВАХ плёнки $\text{PbSnTe}:\text{In}$ до травления, сразу после обработки поверхности и после выдержки на воздухе до нескольких суток. ВАХ имеет нелинейный

вид, начальный участок описывается зависимостью характерной для токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) при инжекции из контактов в условиях захвата на ловушки [4]. После обработки поверхности наблюдается значительное возрастание тока, особенно при малых напряжениях смещения. При $U \leq 10$ В ток возрастает на четыре порядка и описывается линейной зависимостью $I \sim U$. При освещении также наблюдалось возрастание величины фототока и качественное изменение его временных зависимостей. При выдержке образцов на воздухе после травления наблюдается возврат ВАХ к исходному состоянию до травления.

Из приведенных выше данных следует, что изменение физико-химического состояния поверхности образцов твердого раствора $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}:\text{In}$ после травления оказывает существенное влияние на их электрофизические свойства.

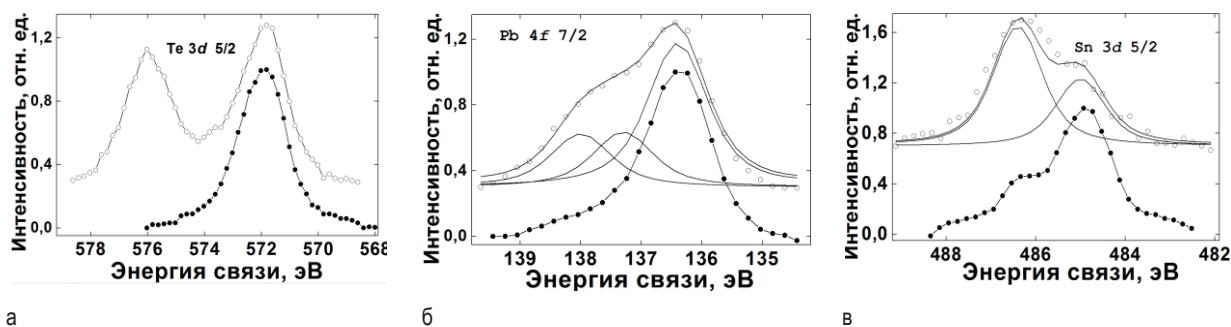


Рис. 1. РФЭ спектры образца: а – $\text{Te } 3d$ (вверху – (o) экспериментальные точки, сплошными линиями показаны компоненты разложения и суммарная огибающая, внизу – (•) экспериментальные точки после травления); б – $\text{Pb } 4f$; с – $\text{Sn } 3d$ до травления и после травления (обозначения те же, что и на а)

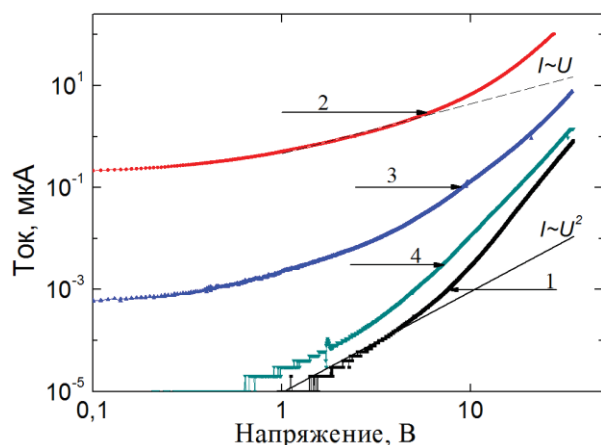


Рис. 2. ВАХ образцов $\text{PbSnTe}:\text{In}$ до и после травления поверхности: 1 – исходная ВАХ, 2 – ВАХ, полученная сразу после обработки, 3 – через день после обработки, 4 – через 4 дня после обработки

Полученные результаты указывают на определяющую роль поверхностной проводимости при удалении собственного окисла, нарушение стехиометрии

состава вблизи поверхности и возможно формировании фазы ТКИ. В целом, ВАХ остаётся в режиме ТОПЗ и зависит от величины заряда, захваченного на ловушки. Изменение состояния поверхности, смена типа ловушек и их параметров также может оказать влияние на латеральную проводимость плёнок.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ № 17-02-0575а.

Литература

1. J.W. Liu, W.H. Duan, L. Fu // *Physical Review B*, V. 88, 241303 (2013).
2. E.V. Fedosenko, A.E. Klimov, D.V. Krivopalov et al. // *Applied Surface Science*, V. 78, 413 (1994).
3. A.K. Kaveev, N.S. Sokolov, S.M. Suturinet et al. <http://arxiv.org/abs/1712.01585> (2017).
4. A.E. Klimov, V.S. Epov // *JETP Letters*, V. 106, 446 (2017).

Применение триангуляции Делоне для анализа статистических свойств поверхностей с адсорбатами

А.Ю. Аладышкин^{1,2,*}, Д.А. Олянич³, В.В. Мараров³, Т.В. Утас³,
А.Н. Михалюк³, А.А. Саранин³, А.В. Зотов³

1 Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, пр. Гагарина 23, Россия.

3 Институт проблем автоматизации и управления Дальневосточного отделения РАН, 690041 Владивосток, ул. Радио 5, Россия

*aladyshkin@ipmras.ru

Триангуляция Делоне является хорошо известным методом разбиения двумерной системы узлов на треугольники, при этом разбиение максимизирует минимальный угол среди всех внутренних углов и минимизирует периметры построенных треугольников. В докладе будут показаны возможности триангуляции Делоне для решения задач зондовой микроскопии.

Введение

Доклад посвящен анализу возможностей метода, основанного на триангуляции Делоне [1], для анализа статистических свойств квазиодномерных и двумерных структур, таких как поверхности с адсорбатами [2,3] или решетки вихрей в сверхпроводниках [4]. Для построения триангуляции Делоне использовались встроенные функции в языках Matlab и Python.

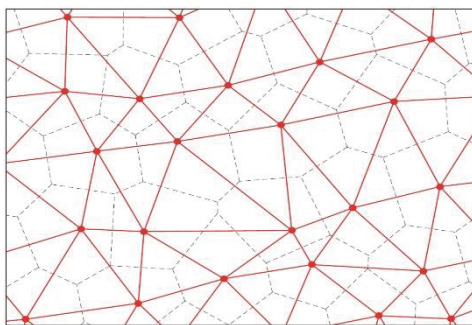


Рис. 1. Связь разбиения Делоне (красные сплошные линии) и диаграммы Вороного (тонкие пунктирные линии) для двумерной решетки узлов

Формирование цепочек адатомов Si на поверхности Si(111)5×2–Au

В качестве иллюстративного примера на рис. 2 представлен анализ особенностей расположения адатомов Si на поверхности Si(111)5×2–Au. Известно, что квазиодномерная поверхностная реконструкция Si(111)5×2–Au представляет собой параллельные ряды атомов Au, разделенные цепочками атомов Si со структурой в виде пчелиных сот. Легко видеть (рис. 2а), что адатомы Si на поверхности

Si(111)5×2–Au в основном формируют цепочки, параллельные рядам Au. Для определения наиболее вероятных углов и расстояний между адатомами была построена триангуляция Делоне (рис. 2б). Функция распределения углов θ между горизонтальной осью и направлением «связи» для ближайших адатомов представлена на рис. 2с. Наиболее вероятный угол $\theta^* \approx 2^\circ$ соответствует видимому наклону рядов на поверхности Si(111)5×2–Au. Ограничивая анализ лишь теми «связями», для которых углы θ лежат в интервале от -10° до $+10^\circ$, мы построили функцию распределения длины «связей» (рис. 2д) для указанного направления. Наиболее вероятными расстояниями между адатомами Si вдоль рядов являются $4a_0$, $6a_0$ и $8a_0$, при этом среднее расстояние между атомами Au вдоль рядов равно $2a_0$, где $a_0 \approx 3.84 \text{ \AA}$ есть постоянная решетки для поверхности Si(111).

Формирование цепочек адсорбированных молекул C₆₀ на поверхностях Si(111)5×2–Au и Si(111)5×2–(Au,Tl)

Аналогичным методом триангуляции Делоне с фильтрацией по углам было исследовано формирование упорядоченных цепочек фуллеренов C₆₀ на реконструированных поверхностях Si(111)5×2–Au и Si(111)5×2–(Au, Tl) [2,3]. В частности, было показано, что адсорбция Tl на поверхности Si(111)5×2–Au приводит к заметному улучшению упорядоченности цепочек адсорбированных молекул C₆₀.

Перестройка вихревых структур в монокристаллах FeSe

Методом триангуляции Делоне была исследована перестройка вихревых структур в монокристаллах FeSe [4]. Было обнаружено, что в слабом магнитном поле решетка вихрей имеет почти идеальную гексагональную симметрию. Соответствующая та-

кой решетке функция распределения по *внутренним* углам имеет вид гауссовской функции с максимумом вблизи 60° . При увеличении магнитного поля происходит перестройка вихревой структуры, при этом функция распределения переходит к бимодальному виду с максимумами при 40° и 80° (искаженная квадратная решетка).

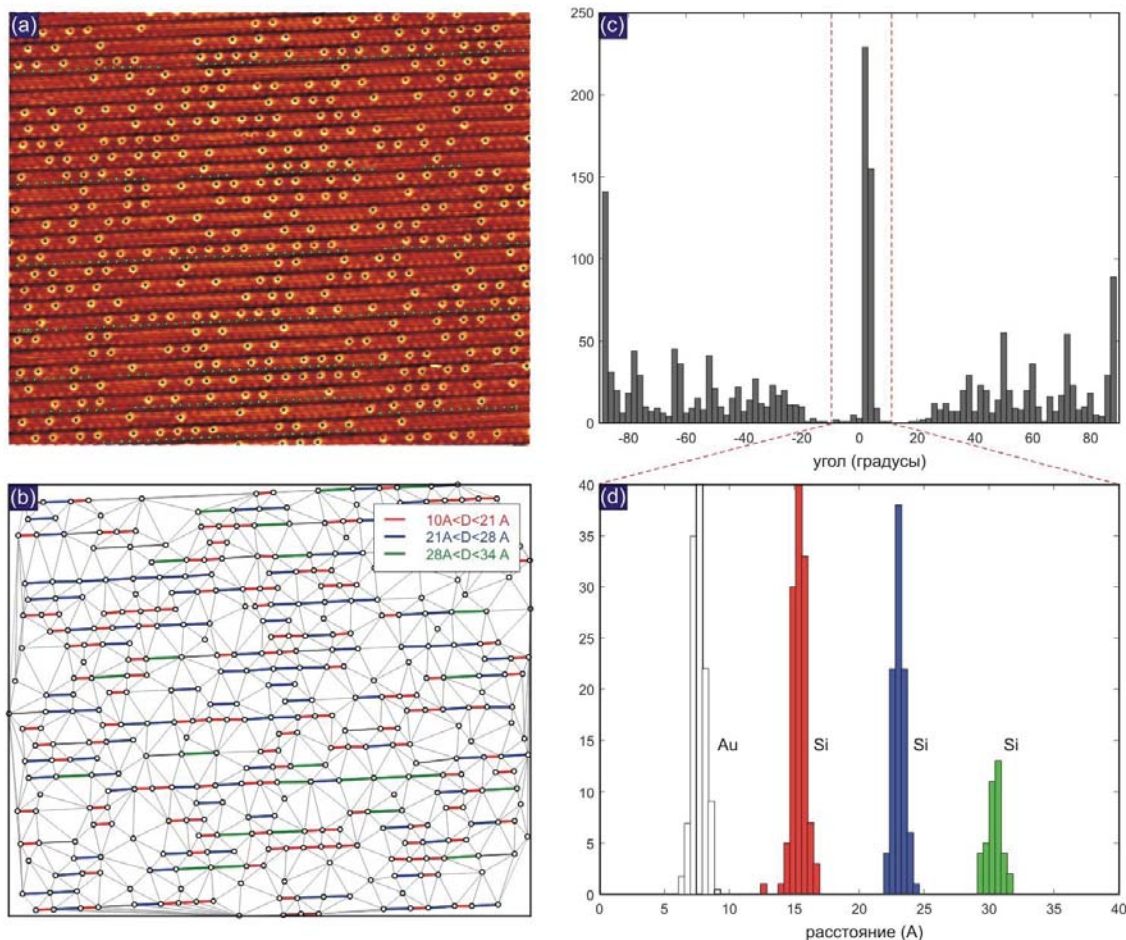


Рис. 2. (а) СТМ-изображение поверхности Si(111)5×2-Au (размер $450 \times 365 \text{ \AA}^2$, туннельный ток $I=800 \text{ пА}$ и потенциал образца $U_s=-860 \text{ мВ}$), яркие пятна соответствуют адатомам Si, зеленые точки соответствуют атомам Au. (б) разбиение Делоне, выполненное для решетки адатомов Si, жирными линиями изображены «связи» между ближайшими адатомами, ориентированные под углами от -10° до $+10^\circ$ по отношению к горизонтальной оси. (с) функция распределения ориентации «связей» между ближайшими адатомами Si в зависимости от угла по отношению к горизонтальной оси. (д) функция распределения длины «связей», лежащих в пределах углов от -10° до $+10^\circ$ по отношению к горизонтальной оси, для атомов Au и адатомов Si; максимумы функции распределения соответствуют $2a_0$, $4a_0$, $6a_0$ и $8a_0$, где $a_0=3.84 \text{ \AA}$ есть постоянная решетки для поверхности Si(111)

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 17-02-00577 и 19-02-00528).

Литература

1. Boris Delaunay // Bulletin de l'Academie des Sciences de l'URSS, Classe des sciences mathematiques et naturelles. vol. 6, 793-800 (1934).
2. D.A. Olyanich, V.V. Mararov, T.V. Utas *et al.* // Appl. Surf. Sci., vol. 456, 801–807 (2018);
3. В.В. Мараров *и др.* // Труды XXIII международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника», Нижний Новгород (2019).
4. A. Putilov, C. Di Giorgio, V.L. Vadimov *et al.* // направлена в печать (2019).

Химико-механическое полирование ситалла и поликристаллического алмаза композициями аморфного нанодисперсного кремнезёма

Е.А. Артёмов^{1*}, А.В. Мантузов^{1,2#}, М.А. Зарезов², А.С. Артёмов¹

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН. 119991 г. Москва, ГСП-1, ул. Вавилова, 38

² ООО Научно производственное предприятие «Солвэй». 129336 г. Москва, ул. Челюскинская, д. 8, офис 130

*artpoliofan@mail.ru, #solway.npp@gmail.com

Сообщение содержит результаты химико-механического полирования (ХМП) поверхности ситалла и поликристаллического алмаза композициями аморфного нанодисперсного кремнезёма SiO₂. Пересмотрен и оптимизирован технологический маршрут предфинишной обработки ситалла, из которого исключено финишное полирование полиритом, ответственное за ряд дефектов на поверхности и снижение производительности. Полирование полиритом заменено на ХМП аморфным кремнеземом (ХМП SiO₂). Полученная шероховатость поверхности изделий из ситалла диаметром 30мм составляет $rms = 0.010-0.012$ нм. Впервые методом ХМП SiO₂ шестью композициями отполирована и получена шероховатость поверхности алмаза без микро и нано царапин с rms равной 0.2-0.3 нм.

Введение

Современное ХМП за 50 лет своего развития охватывает более 100 материалов: полупроводники всех типов, диэлектрики, металлы и сплавы, монокристаллы, поликристаллы, композиты, фоторезисты, полимеры и т.п., давая высокое качество поверхности полируемых на финише изделий (плоскую поверхность с $rms < 1$ нм различной формы и площади, диаметром до 300мм) без микро- и нанопарапин, нарушенных слоёв, ямок и участков травления и др. макродефектов с высокой производительностью для каждого материала. Чем более совершенный кристалл, тем лучше геометрические и структурные свойства получаемой поверхности после химико-механического полирования.

Результаты

Результатом настоящей работы является разработка технологий ХМП для двух материалов: ситалла, состоящего из трёх окислов (Li₂O₃, Al₂O₃ и SiO₂), и поликристаллического алмаза, - которые ставятся впервые и представляют большой интерес как для микроэлектроники, так и для других (новых) применений.

На основе анализа зарубежных и российских технологических маршрутов механической обработки при изготовлении изделий из ситалла у разных производителей; нами экспериментально оптимизированы и сокращены отдельные операции шлифования и полирования деталей, особенно на ста-

диях предварительной обработки; достигнута шероховатость после ХМП с $rms = 0.12 - 0.1$ нм (необходимой плоскостности) или меньше на отдельных участках поверхностей образцов, что свидетельствует о большой возможности уменьшения полученных результатов rms путём применения на финишной стадии обработки других станков; полировальников, режимов обработки, детонационных наноалмазов (ДНА), особенно коллоидных композиций. Результаты показывают на большие возможности ХМП в обработке ситалла различного типа; в разработанной технологии используются доступные, дешёвые, нетоксичные расходные материалы (химикаты отечественные и импортные золи SiO₂, полировальники, приспособления).

Образцы поликристаллического алмаза в количестве 6 шт. обрабатывались на финишной стадии методом ХМП шестью типами российских и импортных золь SiO₂ (композиции аморфного SiO₂) на разных полировальниках при разных режимах. На разноориентированных образцах в разных участках получена одинаково зеркально гладкая поверхность без микро- и нанопарапин предыдущей обработки и других дефектов. Шероховатость поверхности, измеренная разными исследователями на разных приборах, имеет $rms = 0.2-0.3$ нм. Поверхность ситалла и алмаза изучена различными методами: ОМ, РЭМ, АФМ, Zygo и др. и достоверно свидетельствует о точности и воспроизводимости полученных характеристик поверхности рельефа и структуры (рис. 1).

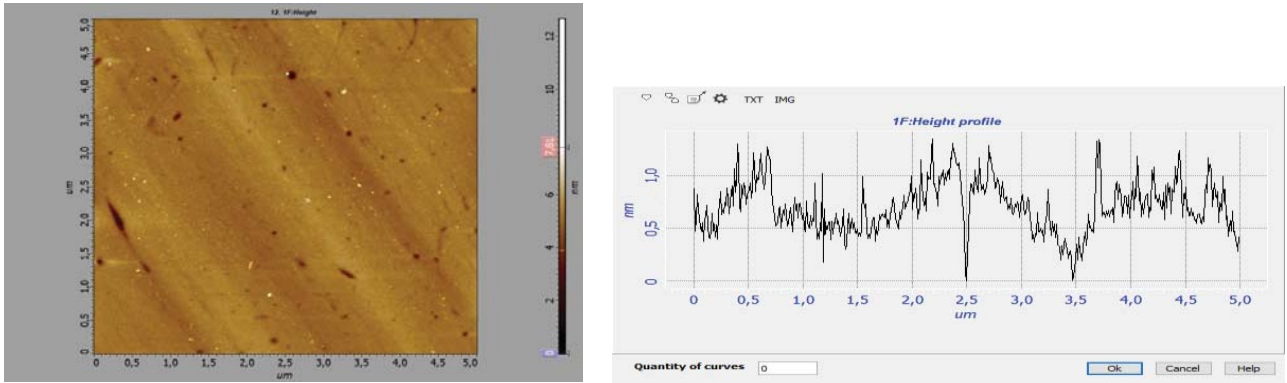


Рис. 1. АСМ-изображение и сечение рельефа поверхности поликристаллического алмаза после ХМП в течении 1+8 часов. Размер скана 5x5 мкм, $rms = 0.293$ нм

Обнаружение белков, вирусов, бактерий методами сканирующей зондовой микроскопии

А.И. Ахметова^{1,2,3*}, И.В. Яминский^{1,2,3}

1 МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы 1, 119234.

2 ООО НПП «Центр перспективных технологий», ул. Строителей, 4-5-47, Москва, 119311.

3 ООО «Энергоэффективные технологии», Ленинские горы, 1-75Г, 119234.

*akhmetova@nanoscopy.ru

Предложен биосенсор для обнаружения вируса гриппа А, микроальбумина и бактерии *Escherichia coli* для персонального использования в рамках проекта «Разработка сенсорных технологий молекулярной диагностики для персонализированной медицины». В ходе реализации проекта были проведены эксперименты по обнаружению микроальбумина с помощью пьезокерамического биосенсора и измерения бактерии *E.coli* с помощью сканирующего зондового микроскопа ФемтоСкан и программного обеспечение ФемтоСкан Онлайн.

Введение

Актуальность развития пьезокерамических кантилеверных биочипов, основанных на методах зондовой микроскопии, связана с необходимостью создания высокочувствительных тест-систем для детектирования одиночных белков, вирусов и микроорганизмов. Главное преимущество кантилеверных биосенсоров - возможность прямого анализа без введения дополнительных меток, что позволяет максимально упростить процедуру пробоподготовки и вести непрерывный мониторинг в режиме реального времени. Для создания сенсорного слоя часто используются монослои на основе тиолов, которые наносят после напыления золота на рабочую поверхность. Выделяют два основных режима работы кантилеверного сенсора: статический и динамический. В статическом режиме происходит регистрация изменения поверхностного натяжения сенсорного слоя, тогда как в динамическом режиме мы измеряем изменение резонансной частоты самого пьезокерамического кантилеверного биочипа.

В статическом режиме поверхность одной из сторон кантилевера покрывают монослойной пленкой адсорбирующего вещества, ответственного за биоспецифическое взаимодействие. При помещении такого кантилевера в биологическую жидкость на его поверхности происходит биоспецифическое связывание, что приводит к изменению поверхностного натяжения образующегося слоя и соответствующему изгибу кантилевера. Параллельно в том же растворе измеряют контрольный кантилевер

без сенсорного слоя. При получении итогового результата производится вычитание сигналов, поступающих с контрольного и сенсорного кантилеверов, и выделяется полезный сигнал. Измеряя отклонение кантилевера в результате биоспецифического связывания, мы рассчитываем поверхностное натяжение. К недостаткам данного метода можно отнести зависимость результатов измерений от рН раствора и от ионной силы, влияние электрохимических эффектов в слоях и невозможность детекции малого количества искомого аналита, т.к. требуется большое количество осевших частиц на кантилевер.

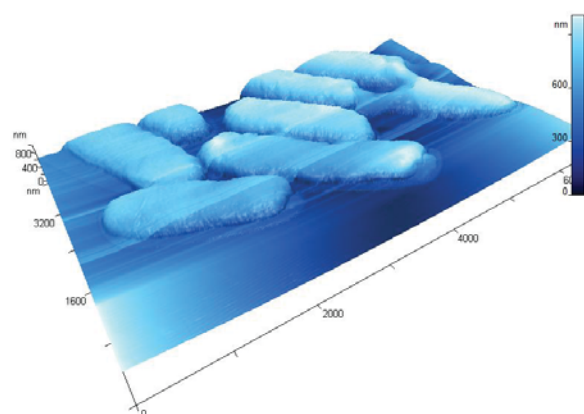


Рис. 1. Изображение бактерии *E.coli*, полученное с помощью сканирующего зондового микроскопа ФемтоСкан и ПО ФемтоСкан Онлайн

Динамический режим работы кантилеверных сенсоров основан на изменении резонансной частоты кантилевера при связывании аналита из раствора с сенсорным слоем. Резонансная частота зависит от

эффективной массы связавшегося вещества и жесткости консоли. В результате взаимодействия молекул analyта с рецепторным слоем, одна или обе эти характеристики сенсора могут изменяться, что может быть зарегистрировано в виде сдвига резонансной частоты кантилевера.

В жидкости по сравнению с воздухом добротность резонансных изгибных колебаний консоли сильно падает, что ведет к уменьшению чувствительности. Избежать этого возможно, используя для измерений продольные моды колебаний. Ранее в работах [1,2] нами был представлен способ обнаружения вирусов и белковых макромолекул с помощью пьезокерамических биочипов. В частности, для обнаружения вируса гриппа А был предложен биосенсор, в котором в качестве сенсорного слоя используются сиаловые кислоты, способные связываться с гемагглютинином оболочки вируса.

Результаты и обсуждение

Работоспособность биочипа была исследована при проверке активности антител к микроальбумину. При сравнении результатов измерений, проведенных для разных концентраций специфических антител к альбумину (50 мкг/мл и 5 мкг/мл) в сенсорном слое было выявлено, что при снижении концентрации антител, иммобилизованных на пьезокерамическом диске, уменьшается величина сдвига резонансной частоты, то есть полезный сигнал или отклик системы, что коррелирует с результатами, полученными методом ИФА.

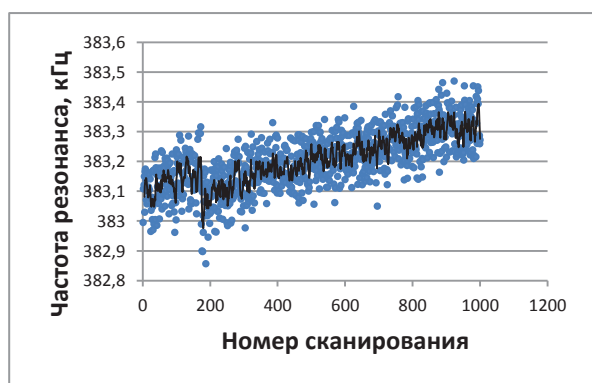


Рис. 2. Контрольное измерение отклика биосенсора в буфере PBST. За 1000 сек среднее значение резонансной частоты сместилось на 0,3 кГц

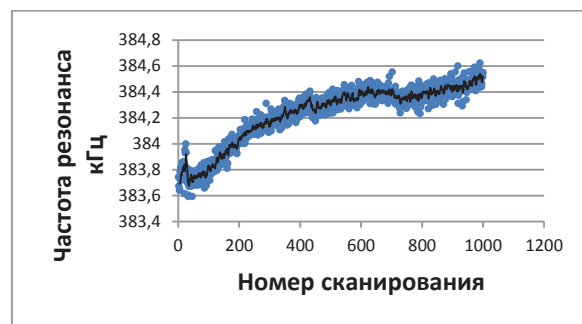


Рис. 3. Кривая связывания конъюгата антител козы против антител мыши с иммобилизованными антителами на поверхности биочипа. Пьезокерамический диск (подложка золото+аминотиофенол+антитела Н-С15 к альбумину) помещен в проточную ячейку (в момент времени – 50 сек). В объем буфера PBST 0,75 мл добавлено 0,25 мл конъюгата с буфером с соотношением 1:1000000. За 1000 сек сдвиг по частоте составил 0,8 кГц

Пьезокерамический кантилеверный биочип представляет собою миниатюрный диск диаметром 4 мм из пьезокерамики с сенсорными слоями на противоположных сторонах. В данном биочипе электрическое напряжение можно подавать только на внутренние электроды, а наружные электроды заземлять или держать под потенциалом раствора.

В этом случае достигается симметрия в геометрии биочипа, симметрия в подаче электрических напряжений, и как следствие полная симметрия двойных электрических слоев в приповерхностном слое, что частично решает упомянутую проблему влияния электрохимических процессов на получаемый результат. Данная конструкция биочипа была успешно запатентована (патент #2636048 Биосенсорное устройство для обнаружения биологических микро- и нанобъектов).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 17-52-560001.

Литература

1. И. Яминский, А. Ахметова, И. Назаров. Детектирование вируса гриппа А с применением пьезокерамических кантилеверов. // Медицина и высокие технологии, Т.1, с. 5–9, (2017).
2. А. Ахметова, И. Назаров, Г. Преснова, М.Ю. Рубцова, А. Егоров, И. Яминский. Обнаружение белковых биомолекул с помощью пьезокерамического биочипа. // Нанотехнология, Т.79, №8, с. 44–49 (2017).

Изучение процессов перестройки намагниченности в частицах с конфигурационной анизотропией, полученных методами микро- и наносферной литографии

Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, Н.И. Нургазизов, А.П. Чукланов

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН», ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

achuklanov@kfti.knc.ru

В работе изучаются массивы частиц с конфигурационной анизотропией формы, созданные с помощью микро- и наносферной литографии. Рассматривается влияние размеров сферических частиц, используемых в данном виде литографии, на распределение намагниченности в полученных частицах пермаллоя. Проводится компьютерное моделирование изучаемых частиц. С его помощью оценивается влияние соседних частиц друг на друга в созданных массивах.

Введение

Стрейнтроника — новое направление в создании ячеек магнитной памяти с минимальным энергопотреблением за счет использования изменения магнитной анизотропии, возникающего в магнито-стрикционном слое при его механической деформации [1-2]. Ферромагнитные частицы с конфигурационной анизотропией (треугольной или четырехугольной формы) могут иметь несколько квази-однородных стабильных состояний, которые разделены достаточно высокими энергетическими барьерами, что обеспечивает их стабильность во времени. Это в принципе позволяет использовать их для создания запоминающих магнитоэлектрических стрейнтронных ячеек памяти произвольного доступа (MeRAM – Magnetoelectric Random Access Memory). Ячейка MeRAM, состоящая из таких частиц, может хранить не один, а несколько бит информации [3]. В частицах с симметричной геометрией (треугольные, квадратные) за счет так называемой конфигурационной анизотропии может формироваться квазиоднородная (“near-uniform” — «почти однородная») намагниченность [3, 4].

Результаты и обсуждение

В настоящей работе для получения массива плоских частиц треугольной формы с вогнутыми сторонами на относительно больших площадях использовалась микро- и наносферная литография [5], при

которой одинаковые шарики размерами от 500 нм и 5 мкм размещались на подложке плотноупакованным монослоем. В таком слое имеется система эквидистантных пустот треугольной формы. Затем на монослой напылялся слой пермаллоя, который не проникает в области, «затененные» частицами, и достигает подложки только в открытых местах. В результате этой процедуры на подложке возникала система упорядоченных частиц треугольной формы, разделенных сферами. На последнем этапе шарики удалялись с подложки в изопропиловом спирте с использованием ультразвуковой ванны.

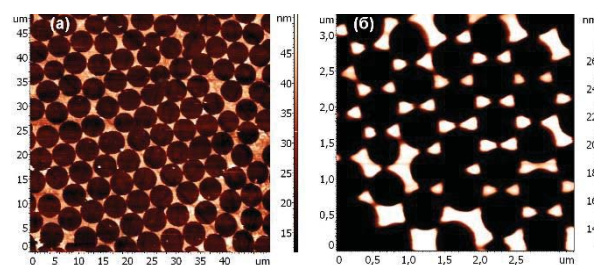


Рис. 1. Атомно-силовые изображения участка поверхности с частицами пермаллоя, полученными микро- наносферной литографией в случае неплотнупакованного монослоя сфер диаметром 5 мкм (а) и 500 нм (б)

В отличие от зондовой, микро- наносферная литография (при правильно подобранных условиях) позволяет быстро изготавливать частицы почти одинаковой формы на большой площади подложки.

К недостаткам микро- наносферной литографии можно отнести сложность создания монослоя сфер на поверхности. В этом случае могут получиться частицы более сложной формы (рис. 1) или, если на подложке формируется более одного слоя сфер, не получиться вовсе. Недостатком также является зависимость расстояния между получаемыми частицами от диаметра сфер (рис. 2а, в). Использование сфер малого диаметра обусловлено стремлением получить частицы с квазиоднородной намагниченностью, которые могут быть использованы при создании ячеек MeRAM. Но чем меньше сфера, тем меньше расстояние между частицами и сами частицы. Это приводит к тому, что в режиме магнитно-силовой микроскопии (МСМ) из-за конечных размеров зонда магнитный контраст от соседних частиц может быть трудно различим (рис. 2г). Кроме того, при малых расстояниях между частицами может иметь место их взаимодействие друг с другом.

При увеличении размера используемых сфер расстояние между частицами увеличивается, что позволяет избежать предыдущего недостатка. Однако размер самих получаемых частиц в этом случае тоже увеличивается. При использовании сфер диаметром 5 мкм среднее расстояние между частицами составляет 740 нм, а средний размер стороны треугольника, в который можно вписать частицу, равен 1.73 мкм (рис. 2а). Это приводит к тому, что частица перестает быть квазиоднородно намагниченной и разбивается на домены (рис. 2б).

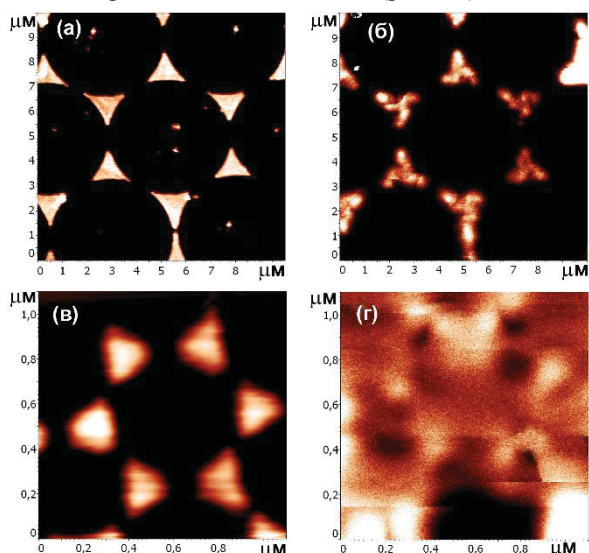


Рис. 2. Атомно-силовые изображения участка поверхности с частицами пермаллоя, полученными литографией сферами диаметром 5 мкм (а), и 500 нм (в). МСМ изображения частиц пермаллоя, полученных литографией сферами диаметром 5 мкм (б) и 500 нм (г)

Компьютерное моделирование структуры намагниченности с помощью программы OOMMF для частиц пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) показало, что в случае использования сфер диаметром 5 мкм частицы имеют сложную доменную структуру (рис. 3а, в). В случае использования сфер диаметром 500 нм, моделирование показало наличие у получаемых частиц квазиоднородной намагниченности, а также присутствие магнитного взаимодействия между частицами (рис. 3б, г). В связи с этим, был проведен ряд модельных экспериментов для установления диаметров сфер, при которых частицы имеют квазиоднородно намагниченное состояние и не влияют друг на друга. Согласно результатам, таким требованиям удовлетворяют сферы диаметром от 1.5 до 3 мкм.

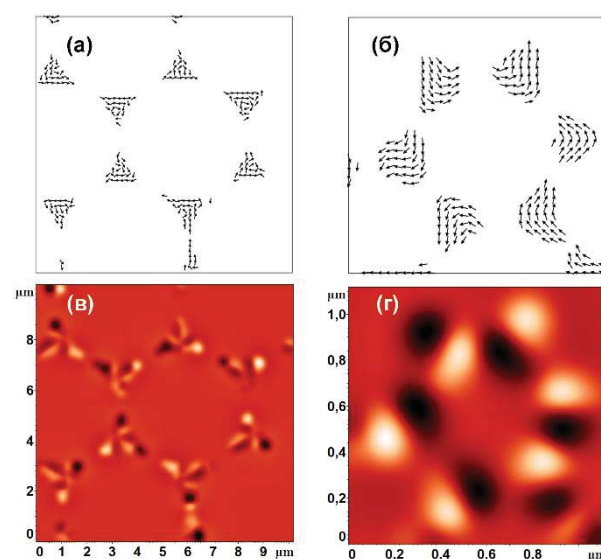


Рис. 3. Смоделированная структура намагниченности для частиц, полученных с помощью сфер диаметром 5 мкм – (а) и 500 нм – (б), и соответствующие им модельные МСМ изображения (в) и (г)

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 18-02-00204).

Литература

1. А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов // УФН. Т. 188(12) 1288 (2018).
2. J. Atulasimha and S. Bandyopadhyay, *Nanomagnetic and Spintronic Devices for Energy-Efficient Memory and Computing*. WILEY, (2016)
3. M. Salehi-Fashami, N. D'Souza // *JMMM*. V. 438, 76 (2017).
4. D.A. Bizyaev, A.A. Bukharaev, A.P. Chuklanov, N.I. Nurgazizov // *Physics of the Solid State*. V. 60, 2194 (2018).
5. H. Zhong, G. Tarrach, P. Wu et al. // *Nanotechnology*. V. 19, 095703 (2008).

Однослойный дисилицид никеля на поверхности Si(111) стабилизированный атомным слоем таллия

Л.В. Бондаренко^{1,*}, А.Ю. Тупчая¹, А.Н. Михалюк^{1,2},
Д.В. Грузнев¹, А.В. Зотов^{1,2,3}, А.А. Саранин^{1,2}

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041

² Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950

³ Кафедра электроники, Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, Владивосток, 690600

*bondarenko@dvo.ru

С помощью комбинации экспериментальных методов и расчетов из первых принципов, было впервые показано, что формирование однослойного дисилицида никеля возможно на поверхности Si(111) в присутствии атомов таллия. Установлено, что адсорбция одного монослоя атомов Ni на модифицированную поверхность кремния Tl/Si(111)1×1 с последующим отжигом при 300°C приводит к формированию хорошо упорядоченного однослойного силицида NiSi₂, покрытого монослоем Tl. При этом атомы никеля внедряются в первый бислой кремния, а атомы Tl почти не меняют своего исходного расположения. Электронная структура системы становится явно металлической и содержит электронные и дырочные карманы, связанные со слоями Tl и NiSi₂ соответственно. Кроме того, при помощи расчетов из первых принципов было показано, что после адсорбции Ni валентные электроны Tl гибридизуются с электронами Ni и практически не связаны с электронами Si. Такая гибридизация приводит к значительному усилению металлических свойств монослоя Tl, а также к стабилизации однослойного NiSi₂.

Среди силицидов переходных металлов дисилицид никеля имеет экзотическую атомную структуру флюорита кальция (наряду только с CoSi₂) с постоянной решеткой, практически совпадающей с кремниевой, что обеспечивает идеально эпитаксиальный рост пленок NiSi₂ на поверхности кремния [1]. При этом важно, что дисилицид никеля является «хорошим» металлом находя свои применения полупроводниковой микроэлектронике. После того как в 1983 году Tung и др. [1] показали, что слой NiSi₂ можно выращивать эпитаксиально на поверхностях Si(111) и Si(100), процесс формирования слоев NiSi₂ на поверхности кремния был очень хорошо изучен. Однако при помощи ряда поверхностно-чувствительных методов было показано, что на поверхности Si(111) невозможно сформировать один слой NiSi₂ [2].

Тем не менее, известно, что в двумерном случае материалы могут демонстрировать ряд уникальных свойств не наблюдаемых в объеме. Наиболее известными примерами являются 2D материалы IV группы: графен, силицен, германен и станен. В данной работе нам удалось получить один слой NiSi₂ на поверхности Si(111) с атомной структурой почти идеально совпадающей со структурой объемного NiSi₂ в присутствии атомов таллия.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлены изображения сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и дифракции медленных электронов (ДМЭ) иллюстрирующие процесс формирования системы Tl/NiSi₂/Si(111)1×1 (далее - Tl/NiSi₂/Si(111)).

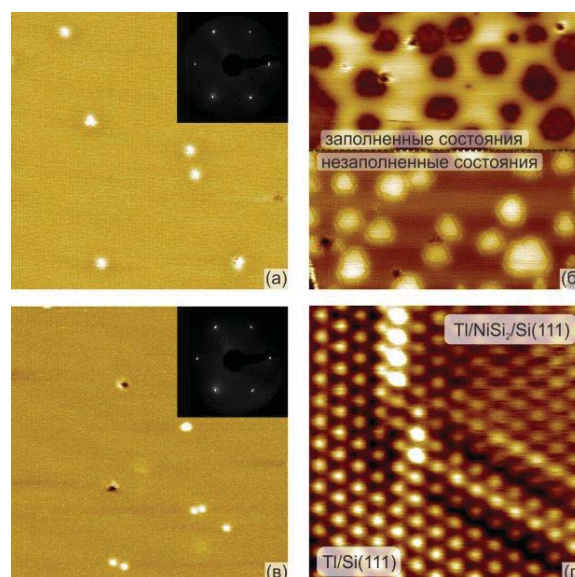


Рис. 1. СТМ изображения: (а) - исходной Tl/Si(111) поверхности; (б), (г) - промежуточный этап с 0,2 МС Ni; (в) - сформированная поверхность Tl/NiSi₂/Si(111). (а)-(в) - 50×50 нм², (г) - 5×5 нм²

В качестве подложки для формирования однослойного дисилицида никеля была использована хорошо известная поверхность $\text{Tl/Si}(111)1 \times 1$ (далее - $\text{Tl/Si}(111)$) (Рис.1а). Она содержит 1,0 МС атомов Тл, занимающих положения T_4 на объемоподобной поверхности $\text{Si}(111)$. После осаждения 0,2 МС Ni и отжига при 300°C атомы Ni интеркалируют под монослой атомов Тл и образуют неупорядоченный массив островков NiSi_2 (Рис.1б). Согласно данным СТМ обе поверхности $\text{Tl/Si}(111)$ и $\text{Tl/NiSi}_2/\text{Si}(111)$ представляют собой гексагональные массивы с периодичностью 1×1 (Рис.1г) и разной контрастностью СТМ в заполненных и незаполненных состояниях (Рис.1б). Сильное различие в контрасте СТМ подразумевает значительные различия в электронной структуре. После адсорбции 1 МС Ni и отжига при 300°C формируется хорошо упорядоченная поверхность $\text{Tl/NiSi}_2/\text{Si}(111)$ с четкой картиной ДМЭ (Рис.1в).

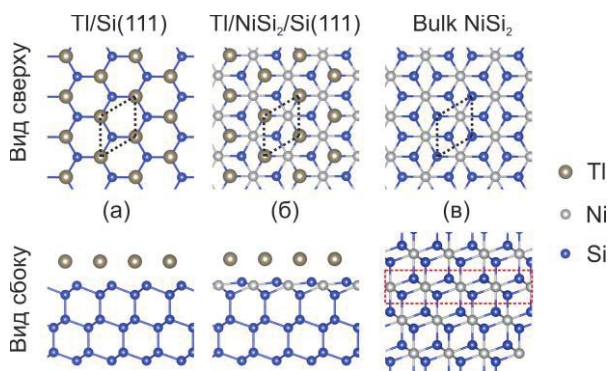


Рис. 2. Атомные модели: (а) - исходной поверхности $\text{Tl/Si}(111)$, (б) - поверхности $\text{Tl/NiSi}_2/\text{Si}(111)$ и (в) - объемный кристалл NiSi_2 . Вид сверху для (а) и (б) содержит только верхний бислой Si. Для (с) один слой NiSi_2 выделен на виде сбоку и показан на виде сверху

Чтобы выяснить атомную структуру, были проведены расчеты на основе теории функционала плотности (ТФП). Наиболее стабильная атомная конфигурация, показана на рисунке 2б. Эту модель можно описать как модификацию исходной поверхности $\text{Tl/Si}(111)$, где атом Тл находится в положении T_4 (Рис.2а), путем добавления атома Ni в положение H_3 внутри первого бислоя Si (Рис.2б). Объемный NiSi_2 имеет атомную структуру CaF_2 (Рис.2с). Как видно на рисунке 2 для системы $\text{Tl/NiSi}_2/\text{Si}(111)$ мы имеем стехиометрию NiSi_2 в верхнем бислое Si с атомной структурой близкой к структуре объемного NiSi_2 . Предложенная модель подтверждается хорошим соответствием экспериментальных данных фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) с рассчитан-

ной при помощи ТФП зонной структурой (не представлено).

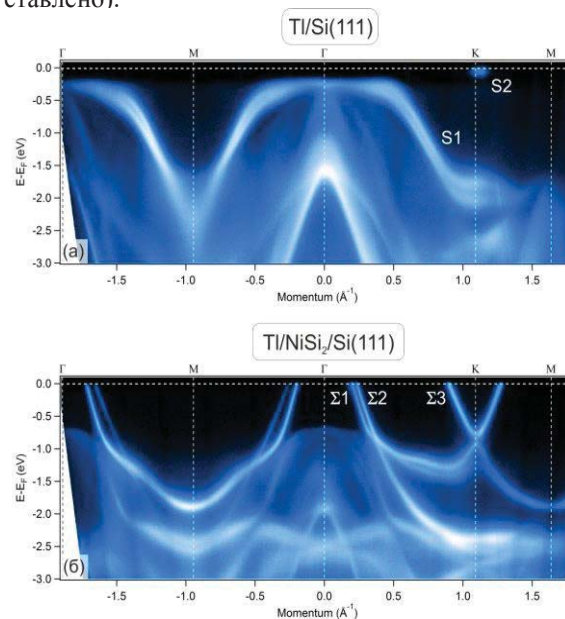


Рис. 3. Спектры ФЭСУР снятые вдоль высокосимметричных направлений для поверхностей $\text{Tl/Si}(111)$ (а) и $\text{Tl/NiSi}_2/\text{Si}(111)$ (б)

Данные ФЭСУР показали, что адсорбция атомов Ni на поверхность $\text{Tl/Si}(111)$ сопровождается сменой полупроводниковых свойств (Рис.3а) исходной поверхности на явно металлические (Рис.3б) для окончательно сформированной поверхности $\text{Tl/NiSi}_2/\text{Si}(111)$. Основные особенности наблюдаемой зонной структуры - металлические зоны $\Sigma 1$ и $\Sigma 2$ образующие дырочные карманы вблизи Γ точки и металлическая зона $\Sigma 3$ образующая электронный карман с центром в точке K (Рис.3б). При помощи расчетов ТФП было показано, что электронные и дырочные карманы, связаны со слоями Тл и NiSi_2 соответственно. Кроме того, расчеты показали, что валентные электроны Тл гибридизуются с электронами Ni и практически не связаны с электронами Si. Такая гибридизация приводит к значительному усилению металлических свойств монослоя Тл, а также к стабилизации однослойного NiSi_2 .

Работа поддержана грантами № 0262-2018-0031 и РФФИ № 19-2-00549_а.

Литература

1. R.T. Tung, *et al.* // Phys. Rev. Lett. 50, 429 (1983).
2. Y. Hoshino, *et al.* // Surf. Sci. 511, 112 (2002).

Зондовая микроскопия и спектроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

В.А. Быков^{1,2}, Ю. Бобров¹, В.В. Поляков¹, А.В. Шелаев¹

¹ Группа компаний NT-MDT-Spectral Instruments

www.ntmdt-si.com, spm@ntmdt-si.ru

² Московский Физико-технический институт

vbykov@ntmdt-si.ru

Рассматривается общее состояние и новые возможности сканирующей зондовой микроскопии, в том числе, в комбинации со спектроскопией поверхностных структур высокого пространственного разрешения. Рассматриваются возможности интеграции методов искусственного интеллекта (опция ScanTronic) в программное обеспечение сканирующих зондовых микроскопов.

Введение

К настоящему времени сканирующая зондовая микроскопия вошла в состав классических методов исследования наноструктур и широко используется для качественной оценки физико-химических свойств и геометрических параметров поверхностей.

Кроме топографии высокого пространственного разрешения, сканирующие зондовые микроскопы позволяют измерять целый ряд физических свойств поверхностных структур:

- распределение сил трения между зондом и поверхностью в процессе сканирования;
- распределение поверхностного электрического потенциала (Кельвин-мода);
- распределение поверхностной проводимости;
- распределение электрической емкости системы зонд-поверхность $C(x,y)$, а также dC/dz , dC/dV ;
- распределение магнитных сил в системе зонд с заданной намагниченностью – поверхность;
- распределение пьезоэлектрических свойств;
- распределение теплопроводности;
- распределение механических свойств (модуля Юнга, твердости);
- распределение адгезионных свойств;
- Исследовать электрические свойства поверхностей, плотность поверхностных состояний;
- Изучать с разрешением, значительно превышающим дифракционный предел оптические свойства поверхностей;
- Проводить исследования в режимах Рамановской, инфракрасной, терагерцовой спектро-

скопии поверхностей с пространственным разрешением до 10 нм;

- Производить модификацию поверхности, замещать химические функциональные группы в режимах СЗМ литографии.

Для этого интенсивно развиваются т.н. комбинированные методы, позволяющие одновременно работать в режимах атомно силовой микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния (Рамановскую), люминесцентной спектроскопии, безапертурной ближнепольной микроскопии с возможностью визуализации распределение модулированного вибрирующим зондом рассеянного излучения в видимом, ИК и терагерцовом диапазонах длин волн с разрешением до 10 нм.

В результате интенсивного развития микроэлектроники, появились новые, мощные микропроцессоры, программируемые логические интегральные схемы, появляются схемы адаптивной логики, позволяющие создавать приборы с элементами искусственного интеллекта, что существенно снижает требования к уровню пользователя приборов. Уже в настоящее время в функциях приборов введена возможность быстрого, автоматического подбора параметров сканирования, что делает приборы доступными для материаловедов и, даже, школьников. В результате всего этого среднее возможно постоянно усиливать возможности приборов – среднее время морального старения сегодня не превышает 5 лет – это время разработки новых контроллеров и программного обеспечения.

Увеличение скорости сканирования

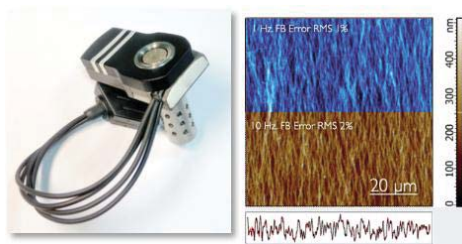


Рис. 1. Высокочастотный сканер и результат сканирования со строчной частотой 1 и 10 Гц

В настоящее время интенсивно развиваются новые опции сканирующих зондовых микроскопов, больше, чем на порядок увеличена скорость сканирования без потери качества получаемых результатов. На рис. 1 показан новый сканер, который легко встраивается в приборы линии ИНТЕГРА, Солвер-Опен. Близкий по конструкции и параметрам сканер интегрирован и в приборы для изучения «больших» поверхностей линии ВЕГА [4] и НЕКСТ [1,2].

Созданы и высококачественные сканирующие зондовые микроскопы эконом класса. Это НАНО-ЭДЬЮКАТОР-2 и СОЛВЕР-НАНО [5]. Это приборы, достаточно простые в обслуживании с ручными системами настройки и позиционирования системы зонд-образец, но, тем не менее обеспечены возможностями работать практически во всех модах сканирующей зондовой микроскопии и обеспечивающие возможность получения высококачественных результатов с использованием в том числе мод с возможностями автоматической настройки параметров сканирования.

Для минимизации влияния внешних факторов (изменения температуры, влажности, акустических шумов, низкочастотных вибраций) разработан специальный термостатирующий шкаф [6], обеспечивающий возможность эффективной работы со СЗМ в обычных лабораторных условиях.

Комбинированные системы

Существенно улучшены параметры систем, включающих как методы сканирующей зондовой микроскопии, так и методы люминесцентной спектроскопии, высокоразрешающей спектроскопии комбинационного (Рамановского) рассеяния (TERS – Tip Enhanced Raman Scatterings).

Развитие методов безапертурной ближнепольной спектроскопии с инициацией рассеяния инфра-

красным излучением требует использования перестраиваемых источников излучения. Для ИК диапазона возможно использование для этих целей квантово-каскадных лазеров.



Рис. 2. Комбайн СЗМ, Рамановской и люминесцентной спектроскопии ИНТЕГРА-СПЕКТРА-2 [3]

К сожалению, в настоящее время единственной компанией производителей таких лазеров является компания Daylight Solutions Inc., San Diego, CA 92128 USA, что в сложившихся обстоятельствах несколько затрудняет взаимодействие и, неизбежно, ведет к существенным финансовым потерям. С другой стороны, в России, в Сибирском ЦКП - центре синхротронного и терагерцового излучения создан и успешно работает мощный перестраиваемый лазер на свободных электронах, на котором имеется возможность создания исследовательских станций как на средний ИК, так и на терагерцовый диапазон длин волн. В настоящее время проработан проект таких станций. Станция ближнепольной безапертурной ИК спектроскопии может работать как на воздухе, так и в контролируемой газовой атмосфере. Для терагерцового диапазона предполагается создание низкотемпературной (5К) сверхвысоковакуумной системы, что обеспечит возможность расшифровки субмолекулярного строения сложных биоорганических молекул.

Интеллектуальное ПО для АСМ – Программный модуль ScanTronic

Наиболее часто применяемый режим сканирующей атомно-силовой микроскопии – резонансный амплитудно-модуляционный или «тэппинг» режим (AM-АСМ) Называют его и «полуконтактный». Метод основан на регистрации зависимости амплитуды резонансных колебаний кантилевера от расстояния между поверхностью образца и зондом. AM-АСМ часто предпочитают другим методам АСМ, так как он относительно прост в реализации

и для большинства объектов может быть неразрушающим.

Тем не менее, как оказывается, значительная часть АМ-АСМ изображений может содержать артефакты, обусловленные неконтролируемыми перескоками режима колебаний кантилевера в процессе сканирования, в особенности это характерно для сильно неоднородных поверхностей. При этом наблюдается избыточный шум измеряемых сигналов, отрыв зонда от поверхности образца (эффект парашютирования). Эти искажения могут повлиять на интерпретацию результатов и привести к неверным выводам.

Чтобы избежать артефактов и достичь высокого качества изображения, пользователь во время сканирования должен вести подстройку основных параметров, включая скорость сканирования, амплитуду колебаний зонда, рабочее значение амплитуды (сет-пойнт), параметры обратной связи и т. д. Это особенно важно для образцов с большой шероховатостью, слабо закрепленных на поверхности объектов (наночастицы, нанотрубки, одиночные молекулы) мягких материалов (гели, мягкие полимеры, биологические объекты).

Эффективная коррекция параметров сканирования требует не только хорошего понимания работы микроскопа и того, как различные параметры влияют на качество изображения в различных сценариях, но и опыта работы с различными типами образцов для надежного получения приемлемых изображений. Все это не самым лучшим образом сказывается на производительности АСМ. Это создает еще одно препятствие в эффективном использовании АСМ, поскольку получение опыта требует доступа к образцам и времени, необходимого для изучения прибора и техники сканирования.

В настоящее время появилась аппаратная возможность автоматической настройки параметров для получения изображений в АМ-АСМ, позволяющая избежать траты большого количества времени и усилий на освоение и работу, повысить эффективность его использования. Для этого в программном обеспечении приборов серии ИНТЕГРА, ВЕГА, СОЛВЕР-НАНО компании НТ-МДТ Спектрум Инструментс появился интеллектуальный программный модуль ScanTronic™, позволяющий пользователю быст-

ро начать получать качественные достоверные результаты на своих образцах в АМ-АСМ.

Программный модуль ScanTronic™ использует нейронные сети для автоматической настройки параметров сканирования и обработки изображений в АМ-АСМ. Требуя минимальных знаний о свойствах образца и минимального участия пользователя, ScanTronic™ полезен не только для начинающих, но и для опытных пользователей, особенно в тех случаях, когда характеристики рельефа образца заранее неизвестны.

ScanTronic™ снижает уровень шума до минимума, значительно уменьшает дефекты изображения рельефа за счет уменьшения количества затяжек (эффекта парашютирования), возбуждения обратной связи и перескоков между режимами притяжения и отталкивания в АМ-АСМ, обеспечивая получение высококачественных достоверных результатов на образцах с различными характеристиками поверхности.

Алгоритм модуля выявляет дефекты во время процедуры настройки и устраняет или уменьшает их за счет оптимизации параметров обратной связи, а также настройки величины амплитуды колебаний кантилевера, значения рабочей точки (сет-пойнт) и скорости сканирования.

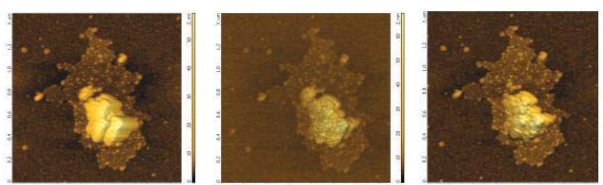


Рис. 3. Изображение рельефа поверхности фторалканов на кремнии, полученное при недостаточной (слева), избыточной (середина) и оптимальной (справа) величине коэффициентов усиления обратной связи. При недостаточной величине мелкий рельеф воспроизводится хорошо, но на высоких объектах возникает дефект типа «затяжки» («парашютирование»). При избыточной величине изображение становится зашумленным из-за возбуждения обратной связи. При оптимальной величине усиления обратной связи мелкий и крупный рельеф воспроизводятся без дефектов и с минимальным шумом

На рис. 3 представлен пример неоптимальной настройки обратной связи (слева и в центре) в

сравнении с изображением, когда коэффициенты усиления обратной связи подобраны оптимально.

Один из наиболее распространенных дефектов в АМ-АСМ, который вызван перескоками между режимами притяжения и отталкивания, обусловлен неправильным выбором величины амплитуды колебаний зонда и значения сет-пойнт.

Рельеф на таких изображениях выглядит «рваным» и во многих случаях вместе с некачественными результатами может привести исследователя к неверным выводам. ScanTronic™ устраняет или значительно минимизирует этот тип дефектов благодаря надежному контролю силы путем автоматической настройки амплитуды и рабочей точки в соответствии со свойствами образца и позволяет контролируемо сканировать только в режиме притяжения или отталкивания. На Рис.4 приведены примеры изображений, полученных в режиме притяжения и в случае, когда происходят перескоки между режимами притяжения и отталкивания.

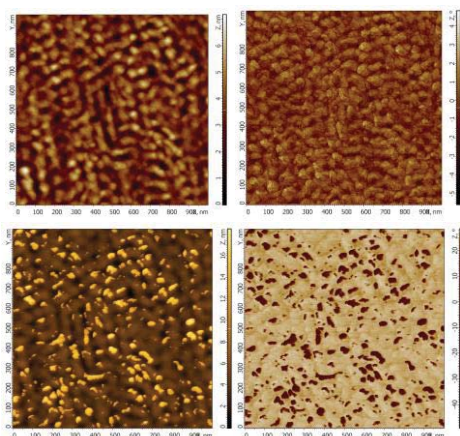


Рис. 4. Вверху: изображения рельефа (слева) и фазового контраста (справа) PS-b-PMMA, полученные при сканировании в режиме притяжения. Внизу: изображения рельефа (слева) и фазового контраста (справа) с дефектами, вызванными перескоками между режимами притяжения и отталкивания. Светлые области на изображении рельефа и соответствующие им темные на изображении фазового контраста обусловлены изменением режима колебаний зонда

Одним из преимуществ сканирования в режиме притяжения является сохранение остроты зонда, что значительно увеличивает его срок службы. Однако, наличие на поверхности отдельных участков с крутым рельефом, например, одиночно лежащей крупной частицы, может привести к повреждению острия. Алгоритм ScanTronic отслеживает сигнал

ошибки обратной связи и препятствует разрушению острия зонда в процессе настройки и сканирования.

Программный модуль ScanTronic™ также позволяет стабильно контролировать малую силу взаимодействия образца с зондом в режиме притяжения и делает визуализацию сложных и мягких образцов повторяемой и рутинной процедурой.

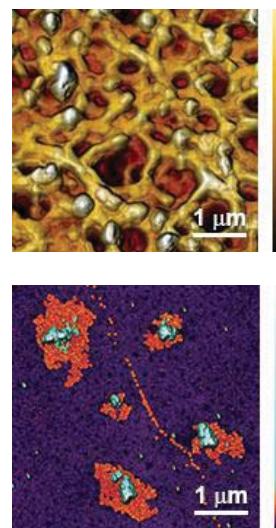


Рис. 5. Изображения рельефа нитроцеллюлозной мембраны с шероховатым рельефом поверхности (слева) и частиц фталакана, слабо связанными с поверхностью (справа)

Модуль ScanTronic™ имеет дружелюбный интерфейс, который позволяет сразу запускать процедуру получения изображения. Для проведения измерения, в зависимости от задачи, выбирается режим притяжения или отталкивания в АМ-АСМ, а затем начинается сканирование.

В то же время все индикаторы качества изображения и расширенный набор элементов управления по-прежнему доступны для опытных пользователей, которые хотят иметь полный контроль параметров в процессе сканирования.

Устранение артефактов в АМ-АСМ

Наличие на поверхности образца областей с относительно резкими перепадами высот может привести к тому, что на крутых участках могут возникнуть дефекты, связанные с отрывом зонда от поверхности («парашютирование»). Часто бывает так, что изображение почти всей сканируемой поверхности имеет высокое качество и такого рода дефекты проявляются только на нескольких небольших участках, как правило, связанных с отдельными

частицами. В результате качество полученного изображения оказывается неприемлемым и требуется повторное сканирование данной области.

Встроенный в программу алгоритм GTransform™ позволяет устранять дефекты «парашютирования» на изображении рельефа. В результате из изображения посредственного качества получается вполне приемлемый результат, как это показано на рис.6

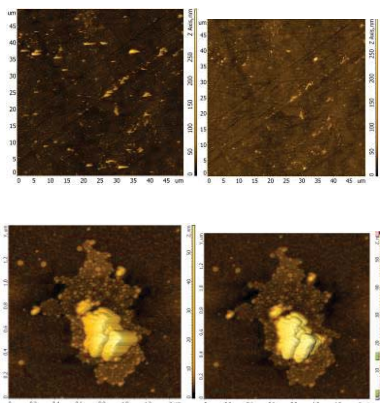


Рис.6. Изображение рельефа до и после применения GTransform™ для коррекции эффекта «парашютирования». GTransform™ устраняет «затяжки», возникающие из-за отрыва зонда от поверхности на объектах с крутым склоном

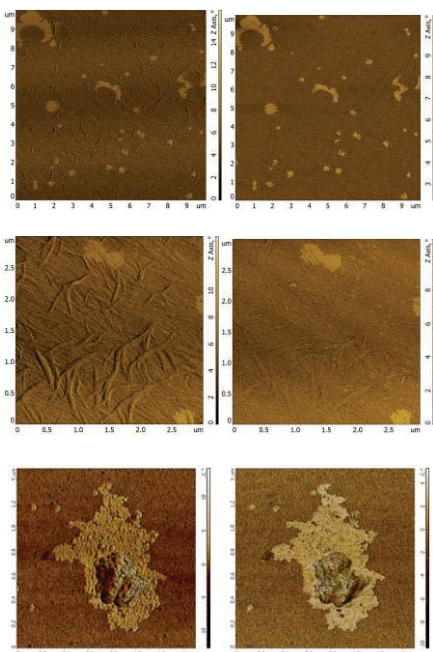


Рис.7. Вверху: Изображение фазового контраста агрегатов молекул красителя до (слева) и после (справа) удаления эффекта влияния рельефа с помощью GTransform™. Внизу: применение GTransform™ для карты фазового контраста агрегатов молекул фторалкана

Кроме того, алгоритм GTransform™ позволяет извлечь из сканированного изображения значимую информацию. Действительно, изображения фазового контраста, тока растекания или латеральных сил содержат наряду с информацией, связанной с гетерогенностью свойств поверхности, также контраст, обусловленный рельефом, который в некоторых случаях может в значительной степени маскировать карту характеристики, связанную с гетерогенностью свойств поверхности. На рис.7 приведен пример применения алгоритма GTransform™ для извлечения из изображения фазового контраста информации, непосредственно связанной со свойствами материала, путем устранения искажений, обусловленных влиянием рельефа поверхности на сигнал смещения фазы.

Заключение

В результате, к настоящему времени создан достаточно полный набор приборов, методов и аксессуаров для высокоэффективной работы исследовательских коллективах на высшем уровне.

Для начинающих пользователей ACM интеллектуальный программный модуль ScanTronic™ значительно облегчает путь к получению высококачественных АМ-АСМ изображений с оптимизацией одним щелчком мыши и без трудоемкого обучения. Опытным исследователям программный модуль ScanTronic™ помогает высвободить время, которое в противном случае было бы потрачено на создание элементарных изображений, не жертвуя контролем над процедурой.

Литература

1. <https://www.ntmdt-si.ru/products/automated-afm/next-ii>
2. <https://www.ntmdt-si.ru/products/automated-afm/vega>
3. <https://www.ntmdt-si.ru/products/afm-raman-nano-ir-systems/ntegra-spectra-ii>
4. <https://www.ntmdt-si.ru/products/automated-afm/vega>
5. <https://www.ntmdt-si.ru/products/practical-afm/solver-nano>
6. <https://www.ntmdt-si.ru/products/features/thermal-cabinet>

Электростатика металлизированных биоволокон: низкотемпературная электросиловая микроскопия

А. Володин^{1,*}, К. Хердевин¹, К. Ван Хасендонк¹

¹ KU Leuven, Celestijnenlaan 200d, BE-3001 Leuven, Belgium.

*alexander.volodin@kuleuven.be

Электростатические явления в цепочках наночастиц серебра, покрывающих инсулиновые фибриллы исследованы посредством низкотемпературной электросиловой микроскопии. Наряду с явлениями делокализации и эмиссии электрических зарядов наблюдались одноэлектронные процессы заряда отдельных наночастиц.

Введение

Электростатическая силовая микроскопия является эффективным инструментом для картирования и изучения пространственных распределений электрического поля и зарядов в нанометровом масштабе. Использование низких температур, помимо обеспечения высокой чувствительности и стабильности самого прибора, гарантирует отсутствие поверхностных утечек зарядов и обеспечивает изучение уникальных одноэлектронных процессов [1]. В данной работе приводятся результаты применения низкотемпературной электростатической силовой микроскопии (НТЭСМ) к изучению электростатических свойств цепочек наночастиц серебра, покрывающих инсулиновые нановолокна - фибриллы.

Методика эксперимента

Металлизация фибрилл инсулина, осажденных на оксидированную кремниевую подложку с нанесенными контактными полосками, состоит из двух этапов. Сначала к поверхности фибрилл прикрепляются мелкие частицы Ag размером несколько нанометров. Эти частицы затем служат центрами зародышеобразования для дальнейшей металлизации фибрилл посредством химического восстановления ионов Ag, чтобы сформировать более крупные наночастицы (НЧ), которые в конечном итоге соприкасаются друг с другом и превращаются в непрерывную цепочку НЧ. Типичный размер НЧ составляет 25 ± 10 нм. Пример изображения атомно-силовым микроскопом (АСМ) полученной цепочки НЧ показан на Рис. 1.

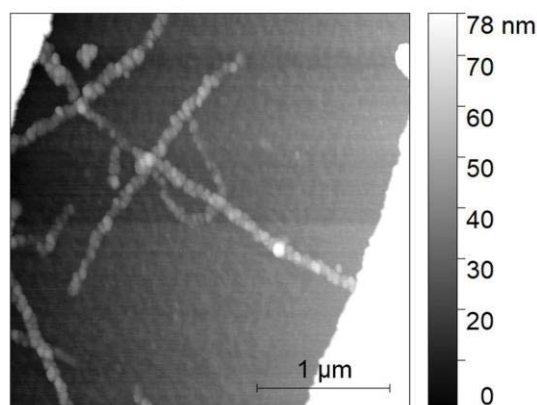


Рис. 1. Топографическое АСМ-изображение цепочек НЧ Ag, нанесенных на фибриллы инсулина. Одна из цепочек располагается между электродами (белые области)

Наш НТЭСМ (Рис. 2) работает в режиме частотной модуляции. Высокая чувствительность прибора (~ 50 fN / $\sqrt{\text{Hz}}$) при температуре 4.3 К достигается за счет работы его силового датчика в вакууме.

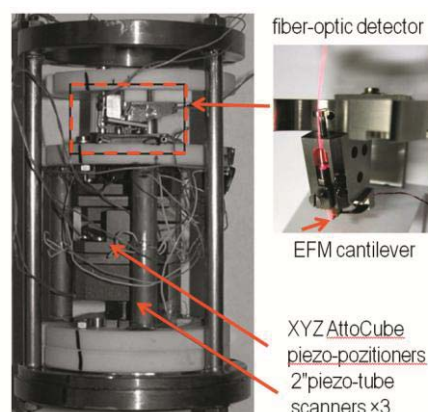


Рис. 2. Низкотемпературный электро-силовой микроскоп

В качестве зонда использовался PPP-EFM кантилевер с PtIr покрытием. На первом этапе экспериментов цепочки НЧ изображались в режиме АСМ. Затем проводились измерения электростатического взаимодействия зонда с образцом. Регистрируемым сигналом НТЭСМ служило изменение частоты осцилляций зонда. Острие зонда использовалось также для инъекции электрических зарядов в НЧ. В большинстве случаев происходила делокализация заряда, инжектируемого в отдельную НЧ. Делокализованные заряды наблюдаются вдоль фрагментов цепочек НЧ, что свидетельствует о накоплении заряда в самих цепочках и о захвате заряда в оксидном слое вдоль цепочек. Эти два эффекта легко распознаются благодаря происходящим иногда резким процессам разряда, в которых заряд, хранящийся в цепочках НЧ, эмиттируется обратно в острие НТЭСМ, тогда как захваченный оксидом заряд может впоследствии отображаться с помощью НТЭСМ. В фрагментах цепочек, в которых наблюдается делокализация заряда, и имеющих обычно субмикронные размеры, НЧ, по-видимому, электрически соединены между собой. Следует отметить, что передача электрического заряда в цепочках НЧ может происходить также за счет полевой эмиссии или туннельного эффекта.

Наблюдение одноэлектронных процессов заряда НЧ

Наличие туннельного барьера между отдельной НЧ и фрагментом цепочки контактирующих электрически НЧ позволяет наблюдать одноэлектронные процессы. Схема эксперимента по наблюдению таких процессов показана на Рис. 3. НЧ с туннельным барьером идентифицировалась по характерным признакам концентричного с ней ореола на НТЭСМ-изображениях, полученных при сканировании образца зондом на высоте ~ 100 нм. (Появление ореола является следствием кулоновской блокады при туннелировании [2]). Затем зонд располагался над такой НЧ и регистрировалось изменение резонансной частоты кантилевера f , вызванное взаимодействием зонда с НЧ, как функция напряжения V_{tip} на острие зонда. В дополнение к доминирующему параболическому фону ($\max \sim 80$ Гц) обнаружены выраженные скачки частоты Δf при различных V_{tip} (Рис. 4).

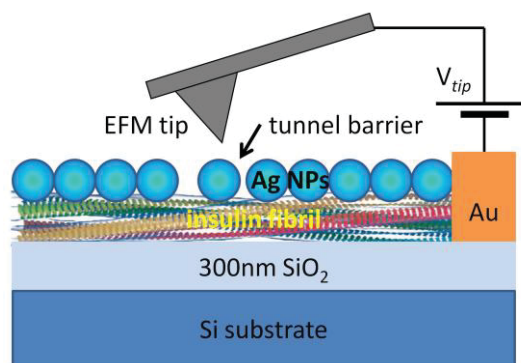


Рис. 3. Схема эксперимента по НТЭСМ-наблюдению одноэлектронных процессов в цепочке НЧ Ag, нанесенных на фибриллы инсулина

Мы связываем их с дискретным изменением электростатической силы из-за последовательной зарядки одиночной НЧ путем одноэлектронного туннелирования (кулоновская блокада) между НЧ и цепочкой соединенных НЧ.

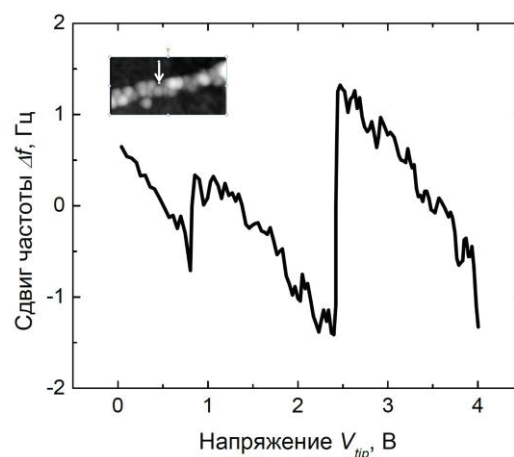


Рис. 4. Сдвиг частоты осцилляций зонда НТЭСМ, размещенного над НЧ (на высоте 50 нм) при изменении напряжения на нем. Кривая получена в результате вычитания параболической составляющей изменения электростатического взаимодействия зонд-НЧ. Наблюдаемые скачки частоты связаны с одно-электронными процессами заряда НЧ. На вставке показан фрагмент 400×200 нм² АСМ-изображения цепочки НЧ; стрелка указывает положение зонда над выбранной НЧ

Литература

1. M.T. Woodside, P.L. McEuen, // Science, V. 296, 1098 (2002).
2. J. Zhu et al. // Appl. Phys. Lett, V. 87, 242102 (2005).

Аномальные СТМ-ВАХ полупроводниковых наночастиц

М.В. Гавриков, Н.Д. Жуков

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

* maks.gavrikov.96@gmail.com

Методами сканирующей туннельной микроскопии исследованы свойства электронной эмиссии в монокристаллах, субмикронных частицах и наночастицах полупроводников Si, GaAs, InSb, InAs. Установлено аномальное поведение вольт-амперных характеристик в области нулевых напряжений. Объяснение наблюдаемым эффектам даны в модели перезарядки наноконденсатора и проявлении вторичной эмиссии.

Введение

Детальное исследование полевой эмиссии – эффективный инструмент для определения механизмов и параметров электронных процессов в объёме полупроводника и на поверхности с конкретной формой эмитирующих элементов. Особый интерес при этом представляют исследования методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), которые позволяют провести детальный анализ физических процессов [1]. Нами исследованы свойства электронной эмиссии в различных полупроводниковых материалах и установлено аномальное поведение вольт-амперных характеристик (ВАХ).

Методика эксперимента

Исследовано большое количество образцов: монокристаллы с идеально гладкой и шероховатой поверхностью при различных способах её обработки, отдельные субмикронные частицы и наночастицы полупроводников Si, GaAs, InSb, InAs. Частицы наносились из суспензии на стеклянные подложки с проводящим слоем ИТО методом самоорганизации на поверхности при контролируемом испарении растворителя [2]. Исследование вольт-амперных характеристик методом СТМ проводилось с помощью сканирующего зондового микроскопа Nanoeducator-2 – NT-MDT. При исследованиях выбиралось не менее 10 точек на поверхности образцов для снятия ВАХ, после чего измерялось не менее 10 ВАХ на точку. По воспроизводимости результатов измерений отбирались точки с устойчивыми характеристиками, после чего проводились усреднения ВАХ. Результаты измерений обрабатывались по общепринятым методикам сканирующей зондовой микроскопии полупроводниковых наноструктур [3].

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлены типичные экспериментальные ВАХ.

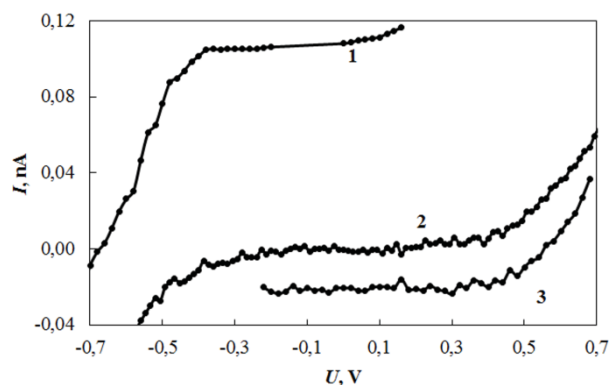


Рис. 1. Типичный вид ВАХ: 1 – InAs; 2,3 – GaAs

В результате обработки массивов измерений ВАХ выявлены ряд закономерностей.

- 1) Эффект не проявляется на образцах монокристаллов с идеально гладкой (полированной химически) поверхностью. На всех вариантах образцов при зазорах d зонд-образец менее 2 нм ВАХ имеет вид кривой 2 на рисунке 1. Анализ проводился для измерений при $d = 4$ нм.
- 2) ВАХ имеет вид кривых 1 или 3 на рисунке 1 с более заметным проявлением для случая эмиссии электронов из зонда в исследуемый образец («отрицательный потенциал на зонде относительно образца»). При этом ток при $V = 0$ изменяется в небольших пределах от образца к образцу.
- 3) Значения V при токе $I = 0$ для наночастиц примерно в 2 раза меньше, чем для субмикронных частиц (рисунок 3). Нами дано следующее объяснение наблюдениям.

Для области малых значений напряжения и тока легко показать, что процесс транспорта проистекает поэлектронно. Электрон, вылетев, для определённости, из зонда и практически мгновенно ($10^{-13} - 10^{-14}$ с) попав на образец, приводит к зарядке наноконденсатора зонд-образец, нарушению нейтральности и процессу его разряда. Перезарядка наноконденсатора может произойти только через зазор за счёт туннельной эмиссии вторичного электрона из образца. Этому способствует и изменение полярности на время перезарядки. Величина ёмкости наноконденсатора $\sim 10^{-19}$ Ф. Её зарядка одним электроном (10^{-19} Кл) изменит напряжение до одного вольта, то есть все процессы происходят в диапазоне величин напряжения 0 - 1 В. Эмиссия из полупроводника происходит эффективнее, чем из металла, поэтому процесс перезарядки будет несимметричным – из образца быстрее, чем из металла. При записи ВАХ переменным сигналом это приведёт к асимметрии ВАХ относительно нуля и к появлению постоянной составляющей в виде горизонтального участка на кривых 1 и 3 рисунка 1 (нулевой ток при ненулевом напряжении, нулевое напряжение при ненулевом токе). Величина тока данной составляющей будет более определяться параметрами сигнала напряжения, но с преваживанием плюса полярности на стороне, где эмиссия происходит эффективнее, то есть на полупроводнике. В данном конкретном случае полярности напряжения ВАХ будет иметь два участка (рисунок 2): при $V \sim (0.3 - 1)$ В – по формуле Фаулера-Нордгейма и при $V < 0.3$ В – некоей закономерности перезарядки наноконденсатора и вторичной эмиссии.

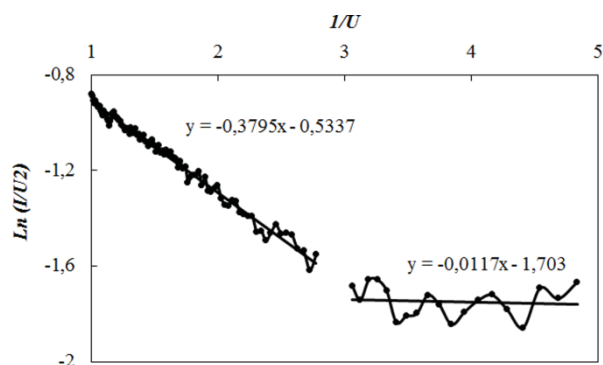


Рис. 2. ВАХ Si в координатах Фаулера-Нордгейма

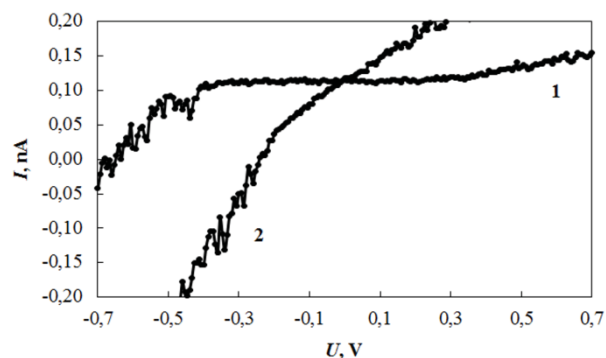


Рис. 3. Типичный вид ВАХ Si: 1 – субмикронные частицы; 2 – наночастицы

Литература

1. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. – М.: Техносфера, 2009.
2. В.Е. Адрианов, В.Г. Маслов, А.В. Баранов, А.В. Федоров, М.В. Артемьев. Спектральное исследование самоорганизации квантовых точек при испарении коллоидных растворов // Оптический журнал. – 2011. – Т. 78. – № 11. – С. 1–19.
3. Рыков С.А. Сканирующая зондовая микроскопия полупроводниковых материалов и наноструктур. – С-Пб.: Наука. 2001.

Адсорбционные свойства покрытия из золотых и медных наночастиц на графите

А.К. Гатин¹, М.В. Гришин^{1*}, Н.В. Дохликова¹, С.Ю. Сарвадий¹, Б.Р. Шуб¹

¹ Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991.

* mvgrishin68@yandex.ru

Физико-химические свойства гомо- и гетерогенных пленок, образованных наночастицами Au и Cu на графите, исследованы методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии. Установлено, что золотые частицы практически не содержат примесей, а медные частицы, как правило, покрыты окислом. Адсорбционные свойства пленок определены по отношению к водороду, оксиду углерода и кислороду. Показано, что окисленные наночастицы меди восстанавливаются оксидом углерода и водородом, но последний также адсорбируется на свободных от оксида частицах меди и золоте, модифицируя их электронное строение. Экспозиция в кислороде приводит к повторному образованию оксида на меди. Механизм перестройки электронного строения наночастиц меди при адсорбции водорода выявлен в результате квантово-химического моделирования адсорбционных комплексов Cu_nH_m .

Введение

Прогресс современной промышленной химии во многом обусловлен разработкой и использованием новых катализаторов, в том числе на основе наночастиц. Например, биметаллические катализаторы, состоящие из наночастиц золота и меди, используются в процессах окисления различных углеводородов – бензилового спирта, пропилена, метанола и др., а также для низкотемпературного окисления CO. Для выявления вклада каждого из компонентов сложной системы в ее свойства необходимо обеспечить высокое пространственное разрешение и локальную химическую чувствительность. В наибольшей степени этим требованиям отвечают методы зондовой микроскопии. Цель нашей работы состояла в определении физических параметров и адсорбционных свойств золото-медной пленки, образованной наночастицами Au и Cu на графите.

Эксперимент

Эксперименты проведены при давлении остаточных газов $P \leq 2 \cdot 10^{-10}$ торр, что практически исключает неконтролируемое изменение химического состава образцов за счет остаточных газов. Для формирования покрытия на графит наносили водный раствор $HAuCl_4$ и/или $Cu(NO_3)_2$ с концентрацией металла $2.4 \cdot 10^{-5}$ г/мл, сушили и прокаливали при $T=750-850$ К в вакууме. Исследования структуры и электронного строения единичных наночастиц, а также выявление результатов взаимодействия с ними молекул газов проводилось с использованием сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), а также Оже- и масс-спектрометров.

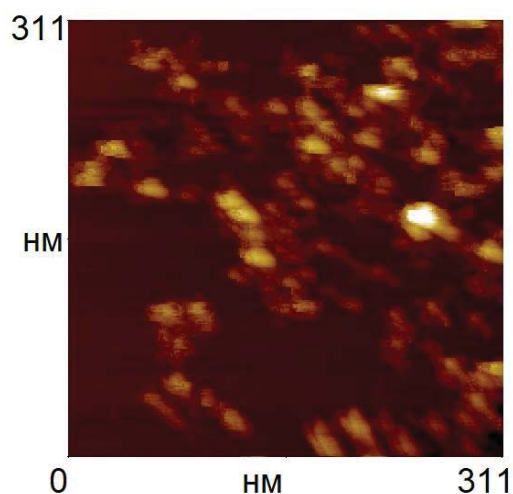
За счет химического взаимодействия с газами электронное строение наночастиц, а с ним и проводимость туннельного контакта СТМ, претерпевает качественные изменения, что выражается в появлении на его вольтамперной характеристике (ВАХ), участков нулевого тока (запрещенной зоны), серий локальных максимумов и других особенностей. Такие изменения ВАХ отражают образование на поверхности наночастиц слоя оксида, адсорбцию единичных молекул и т.д. Численный эксперимент проводился в рамках теории функционала плотности (DFT). Вычисления проводились на программных пакетах OpenMX 3.8 (OMX) и QuantumEspresso 5.1.1.

Результаты экспериментов и моделирования

На рис.1 представлены результаты измерений в СТМ: топографическое изображение участка поверхности графита со скоплением наночастиц (а) и примеры ВАХ, отражающих электронное строение частиц (б). В результате анализа экспериментальных данных сделаны следующие выводы. Наночастицы Au и Cu имеют форму близкую к сферической с диаметром 3-6 нм, и в большинстве входят в состав гомо- и гетерогенных скоплений. Наночастиц, состоящих из сплава золота и меди, в исследуемых образцах не обнаружено. Установлено, что (1) поверхность наночастиц Cu в гомогенных скоплениях покрыта оксидами Cu_2O или CuO , (2) экспозиция этих наночастиц в CO приводит к частичному восстановлению оксида, а экспозиция в H_2 одновременно восстанавливает оставшиеся окислен-

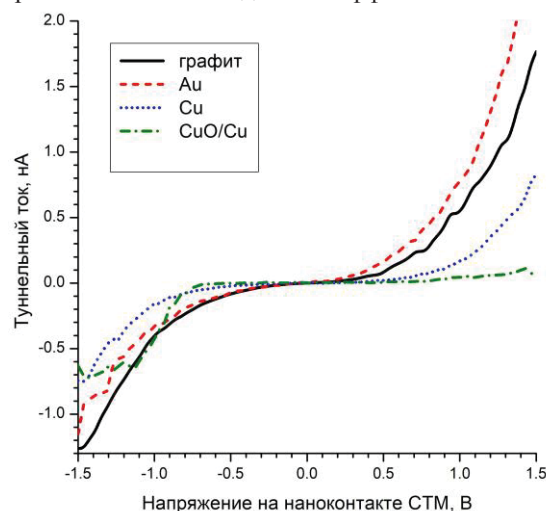
ными наночастицы и вызывает перестройку электронного строения от металлического типа к полупроводниковому у свободных от оксида наночастиц меди за счет адсорбции атомов водорода, (3) взаимодействие входящих в состав гетерогенных скоплений наночастиц Cu и Au способствует преимущественному формированию на меди слоя CuO, а также появлению свободных от поверхностного оксида наночастиц Cu, (4) по отношению к адсорбции CO гетерогенная пленка подобна пленке из наночастиц меди, а по отношению к адсорбции водорода – пленке из наночастиц золота.

Моделями наночастиц меди являлись икосаэдрические кластеры Cu_n ($n=13-147$), атомная структура и электронное строение которых рассчитаны в рамках теории функционала электронной плотности на втором этапе. Наиболее стабильным положением



а

атома водорода на поверхности кластера меди является «hollow» (т.е. связанный с тремя атомами), причем средние значения энергии и длины связи Cu-H равны 2.97 эВ и 1.62 Å, соответственно. Для того чтобы установить насколько сильно взаимодействие с водородом влияет на электронную структуру кластеров меди рассчитывалось распределение спроектированной (локальной) плотности состояний на атомах без атома водорода и связанных с ним. Оказалось, что локальная электронная плотность d-состояний на атомах меди, взаимодействующих с водородом, уменьшается. Кроме того при увеличении числа адсорбированных атомов водорода «центр тяжести» плотности состояний комплекса Cu_nH_m смещается от уровня Ферми в сторону отрицательных значений энергии, как и в случае кластеров золота, что соответствует экспериментально наблюдаемым эффектам.



б

Рис. 1. Золотомедная пленка на поверхности графита: а – топографическое изображение, б – примеры вольтамперных характеристик, измеренных для включающих наночастицы различного элементного состава туннельных контактов СТМ

Заключение

В результате проведенных исследований установлены особенности структуры и электронного строения наноструктурированного золотомедного покрытия, синтезированного методом пропитки на поверхности графита. Выявлены эффекты взаимодействия входящих в гетерогенные скопления наночастиц. В частности установлено, что присутствие наночастиц золота способствует появлению наночастиц меди, поверхность которых свободна от оксида.

Таким образом, наноструктурированное золотомедное покрытие на графите оказалось состоящим из трех взаимодействующих компонентов: практи-

чески беспримесных наночастиц золота и меди, а также наночастиц меди, покрытых оксидом. Определены адсорбционные свойства покрытия по отношению к CO, H₂ и O₂. Показано, что в результате адсорбции водорода происходит перестройка электронного строения наночастиц меди - эффект аналогичный, обнаруженному нами ранее для наночастиц золота.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-73-00195). Квантово-химические расчеты выполнены с использованием ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН

Взаимодействие зонда магнитно-силового микроскопа со скирмионом в плёнке Co/Pt с перпендикулярной анизотропией

Р.В. Горев, В.Л. Миронов*

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

*mironov@ipmras.ru

Приводятся результаты микромагнитного моделирования воздействия поля зонда магнитно-силового микроскопа (МСМ) на скирмионное состояние намагниченности в локально модифицированной плёнке Co/Pt с перпендикулярной анизотропией. Обсуждаются эффекты перемагничивания скирмиона зондом МСМ.

В последнее время большой интерес вызывают скирмионные состояния в ферромагнитных плёнках с перпендикулярной анизотропией [1]. В частности, недавно было показано, что такие магнитные скирмионы реализуются в плёнках с локально изменённым параметром анизотропии [2] и могут быть селективно перемагничены под действием поля МСМ зонда [3]. Настоящая работа посвящена микромагнитному моделированию особенностей поведения скирмионов в неоднородном поле МСМ зонда. Особое внимание уделяется процессам перемагничивания.

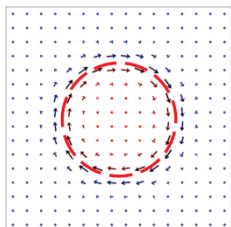


Рис. 1. Скирмионное состояние в модифицированной плёнке Co/Pt. Центральная область имеет меньший параметр анизотропии (показана пунктирной линией)

Микромагнитное моделирование проводилось в пакете OOMMF [4]. Зонд, представлял собой однородно намагниченный шар из Co с намагниченностью насыщения 14×10^5 А/м. Зонд располагался над квадратным участком 200×200 нм плёнки Co/Pt. Толщина плёнки - 7.5 нм. Намагниченность насыщения Co/Pt - 4×10^5 А/м, обменная константа Co/Pt - 2×10^{-12} Дж/м. В центре участка содержится область с пониженной анизотропией (Рис. 1) диаметром 100 нм. Поле анизотропии плёнки Co/Pt составляло 413 кА/м, в модифицированной области его величина была уменьшена до 404 кА/м.

Исследовались изменения распределения намагниченности плёнки в зависимости от диаметра зонда,

расстояния зонд-образец и положения зонда относительно модифицированной области. В качестве примера на Рис. 2 приведены изменения намагниченности при прохождении зонда через центр модифицированной области.

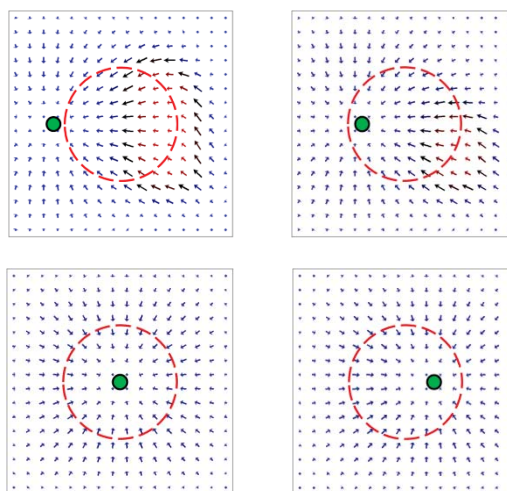


Рис. 2. Последовательные стадии прохождения зонда над центром скирмиона в плёнке Co/Pt. Положение зонда указано кружком

Обсуждаются критические параметры, влияющие на перемагничивание, такие как диаметр зонда и высота прохода над образцом.

Работа поддержана РФФИ (проект 18-02-00247).

Литература

1. L. Sun, R.X. Cao, B.F. Miao *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 110, 167201 (2013).
2. M.V. Sapozhnikov, S.N. Vdovichev, O.L. Ermolaeva *et al.* // APL, V. 109, 042406 (2016).
3. O.L. Ermolaeva, N.S. Gusev, E.V. Skorohodov *et al.* // Materials, 10, 1034 (2017).
4. M.J. Donahue, D.G. Porter, Interagency Report No. NISTIR 6376, NIST, Gaithersburg.

Моделирование отклика магнитно-резонансного силового микроскопа

Р.В. Горев, Е.В. Скороходов, В.Л. Миронов*

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

*mironov@ipmras.ru

Разработан алгоритм микромагнитного моделирования отклика магнитно-резонансного силового микроскопа (МРСМ) на вынужденные колебания намагниченности образцов. Приводятся результаты моделирования МРСМ отклика от микрополоски NiFe.

Введение

В последние годы интенсивное развитие получил новый метод изучения спин-волновых резонансов магнитных наноструктур - магнитно-резонансная силовая микроскопия [1, 2]. Однако интерпретация результатов экспериментальных МРСМ исследований существенно затруднена вследствие нетривиального взаимодействия зонда и исследуемого объекта. В данной работе описываются алгоритмы микромагнитного моделирования вынужденных колебаний намагниченности и расчеты МРСМ спектров на примере микрополоски из пермаллоя (NiFe).

Алгоритм расчета

Схематичное изображение моделируемой системы приведено на рис. 1. Зонд имеет намагниченность M_p . Вначале образец приводится в состояние равновесия с намагниченностью $M_0(r)$ и создаёт в области зонда поле $H_0(r)$. После включения СВЧ накачки квазистатическая часть намагниченности образца уменьшается, что приводит к уменьшению магнитного поля до величины $H(r)$. При этом сила, действующая на зонд со стороны образца, описывается формулой:

$$F = \nabla \int (M_p \cdot H) dV. \quad (1)$$

Считая зонд шаром, однородно намагниченным по оси z , получаем, что z -компонента силы, действующая на зонд, равна:

$$F_z = \int \left(M_{pz} \cdot \frac{dH_z}{dz} \right) dV. \quad (2)$$

В численных расчетах данная сила пропорциональна следующей величине:

$$\frac{dH_z}{dz} \approx \frac{H_z(x_0, y_0, z_0 + \Delta z) - H_z(x_0, y_0, z_0 - \Delta z)}{2\Delta z},$$

где x_0, y_0, z_0 – координаты центра зонда.

В эксперименте МРСМ сигнал формируется за счет модуляции СВЧ накачки образца на резонансной частоте кантилевера, при этом на зонд действует сила (2). Это приводит к раскачке кантилевера с амплитудой, которая пропорциональна разности между силой, действующей на зонд при СВЧ накачке, и силой, действующей на зонд в отсутствие накачки, т.е. МРСМ сигнал определяется следующей величиной:

$$S = \frac{dH_{0z}}{dz} - \frac{dH_z}{dz}.$$

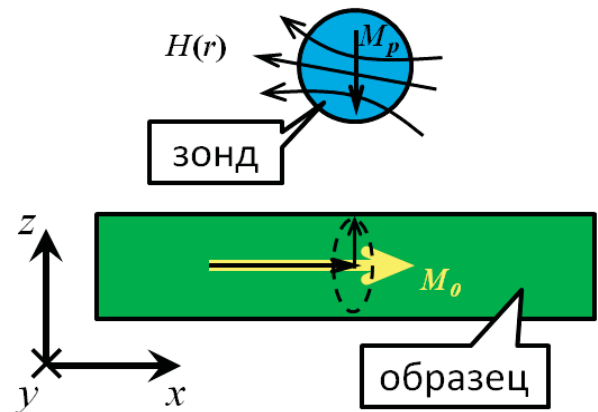


Рис. 1. Схематичное изображение системы зонд-образец

Результаты и обсуждение

Моделирование проводилось с помощью программного пакета OOMMF [3]. В качестве образца была выбрана микрополоска из пермаллоя с размерами $3000 \times 500 \times 30$ нм. Намагниченность насыщения NiFe была взята равной 8×10^5 А/м, постоянная

обменного взаимодействия – 8.4×10^{-12} J/m безразмерный параметр диссипации – 0.01. Моделировался МРСМ отклик во внешнем подмагничивающем поле, направленном перпендикулярно оси микрополоски (рис. 2).

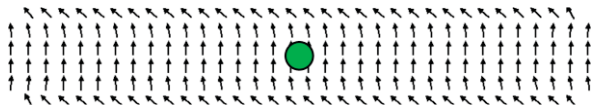


Рис. 2. Распределение намагниченности в пермаллоевой микрополоске. Кругом обозначен центр зонда.

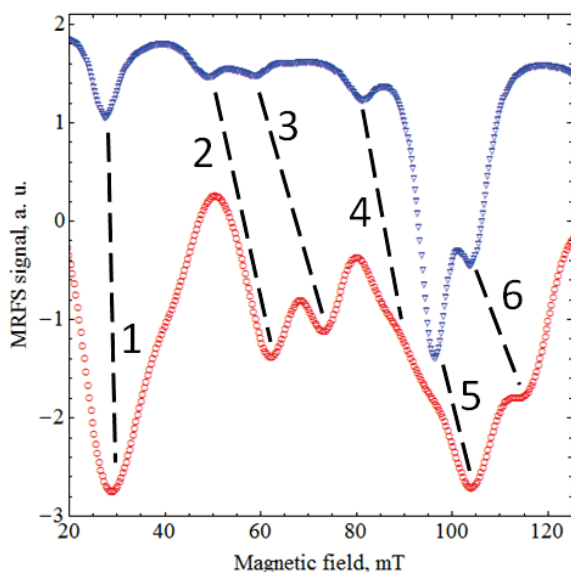


Рис. 3. Численно рассчитанный спектр (верхняя кривая) и экспериментальный МРСМ спектры (нижняя кривая) пермаллоевой микрополоски

Предполагаемый зонд находился над центром полоски на высоте 10 μm , его влияние на образец не учитывалось. В эксперименте и модельных расчетах к системе прикладывалось переменное поле на частоте 5.8 GHz, направленное вдоль длинной оси полоски. Спектр рассчитывался в зависимости от приложенного внешнего поля, которое менялось в диапазоне от 20 до 125 mT. Полученный экспериментально и численно рассчитанный МРСМ спектры приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что модельный и экспериментальный МРСМ спектры находятся в хорошем согласии.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10254).

Литература

1. F. Guo, L. M. Belovs and R. D. McMichael // *Physical Review Letters*, **110**, 017601 (2013).
2. O. Klein, G. de Loubens, V. V. Naletor *et. al.* // *Physical Review B*, **78**, 144410 (2008).
3. M. J. Donahue, D. G. Porter, Interagency Report No. NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, (math.nist.gov/oommf/).
4. Р. В. Горев, В. Л. Миронов, Е. В. Скороходов // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, № 3, с. 37-40 (2016).

Столбиковые ниобиевые наноструктуры: механизм образования, микроструктура и электрофизические свойства

Г.Г. Горох *, А.Н. Плиговка, А.А. Лозовенко

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, П. Бровки, 6, Минск, Беларусь, 220013.

*gorokh@bsuir.by

Исследована морфология и микроструктура столбиковых ниобиевых наноструктур и установлены зависимости их морфологических размеров от напряжений анодирования (37 — 450 В) и диаметров пор (15 — 100 нм) анодного оксида алюминия. Исследованы особенности ионотеноса в процессе локального анодирования ниобия и рассчитаны числа переноса анионов электролита и катионов ниобия, предложен механизм образования и роста, исследован фазовый состав и электрофизические свойства столбиковых наноструктур.

Введение

Объектом данного исследования являются массивы металлоксидных ниобиевых столбиковых наноструктур (НСН), получаемые электрохимическим анодированием пленки ниобия сквозь маску предварительно сформированного слоя пористого анодного оксида алюминия (АОА) [1]. Исходя из параметров нанопористой структуры АОА, можно управляемо создавать НСН с диаметрами в пределах 10 — 300 нм и высотой до 1 мкм [2]. Проводя соответствующую термохимическую обработку можно создавать НСН с разными степенями окисления, и, следовательно, электрофизическими свойствами, в которых могут проявляться разнообразные квантово-механические явления, открывающие перспективы создания на их основе новых нано- и оптоэлектронных элементов и приборов [3,4]. В работе исследованы морфологические и структурные характеристики НСН, полученного при анодировании тонкопленочной биметаллической системы Al/Nb в разных электролитах и реанодированных при различных напряжениях, описан механизм образования, и приведены результаты электрофизических исследований.

Экспериментальная часть

В качестве исходных образцов использовали кремниевые подложки, на которые методом магнетронного распыления в вакууме были нанесены Nb — 200 нм (снизу) и Al — 1,5 мкм. Электрохимическое анодирование всех экспериментальных образцов проводили в потенциостатическом режиме по типовой кинетике [5] при строго контролируемых

температуре, концентрации электролита и напряжениях. Повторное анодирование (реанодирование) подслоя ниобия через поры АОА, сформированного при напряжении 37 В, проводили в 1 % водном растворе $H_2C_2O_4$ при напряжениях 100, 150, 200, 250, 300 В, и в 0,5 М водном растворе H_3BO_3 при 450 В. После анодирования с поверхности образцов удаляли АОА в 50 % растворе H_3PO_4 при температуре 50 °С.

Электронно-микроскопические исследования НСН проводили с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) в электронных микроскопах Hitachi S-806 при ускоряющем напряжении 20 кВ и Hitachi S4-800 при ускоряющем напряжении 15 кВ.

Результаты и их обсуждение

Анализ СЭМ изображений НСН, сформированных в различных по своей природе электролитах (рис. 1), показал, что форма и размер поры/ячейки АОА оказывает непосредственное влияние на процесс зарождения, форму и размер НСН. При достижении барьерного слоя АОА Nb начинается его локальное окисление благодаря встречной миграции катионов Nb^{5+} , Al^{3+} и анионов O^{2-} по пути: подложка-барьерный слой-электролит-электрод и обратно. При этом локальное окисление Nb начинается в нескольких точках, образуя наноканалы в барьерном слое, через которые окисляемый Nb проникает в основание поры, а затем сливается в цельное металлоксидное образование, по форме напоминающее бокал (рис. 1б). В процессе высоковольтного реанодирования, благодаря взаимной миграции Nb^{5+} и O^{2-} НСН продолжают расти, заполняя поры

АОА, что способствует слиянию наноканалов в барьерном слое и образованию сплошного оксидного слоя под АОА.

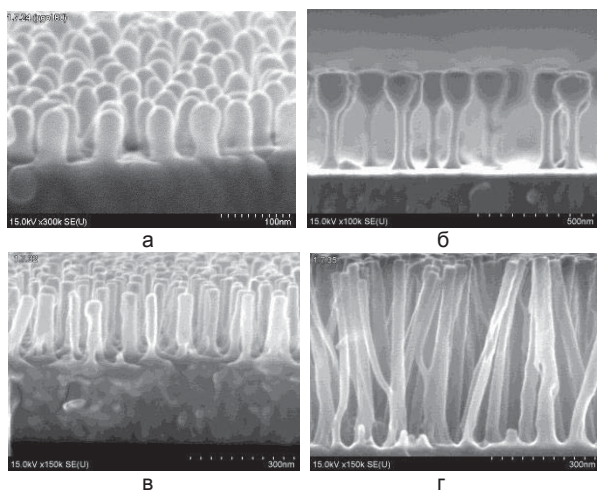


Рис. 1. СЭМ изображения НСН, сформированных в: а) - 0,4 М $C_2H_2O_4$ (37 В); б) - 0,2 М $C_4H_6O_6$ (250 В); в) - 0,4 М $C_2H_2O_4$ (37 В) и реанодированных при -100 В; г) - 0,4 М $C_2H_2O_4$ (37 В) и реанодированных при -450 В

На основании измеренных морфологических параметров наноструктур на разных этапах формирования были проведены расчеты чисел переноса кислорода t_O и ниобия t_N , результаты которых представлены в таблице 1.

Таблица 1. Морфологические параметры НСН при разных напряжениях.

Е, В	h, нм	N, шт/нм ²	l, нм	r, нм	t _o	t _n
37	20	1,39·10 ⁻⁴	80	21	0,56	0,44
100	40	1,4·10 ⁻⁴	191	21,5	0,50	0,5
200	65	1,38·10 ⁻⁴	348	20,8	0,49	0,51
250	91	1,35·10 ⁻⁴	440	20,5	0,52	0,48
300	110	1,42·10 ⁻⁴	548	21,4	0,5	0,5
450	185	1,4·10 ⁻⁴	750	21	0,56	0,44

Как видно из таблицы 1, числа переноса кислорода t_O и ниобия t_N не зависят от напряжения анодирования и составляют для кислорода и ниобия около 0,5. Количество столбиков на единицу площади определяется количеством пор в АОА и зависит от напряжения анодирования алюминия (37 В). Высота столбиков и толщина сплошного оксидного слоя линейно зависят от напряжения реанодирования.

На основании проведенного анализа Оже-электронной спектроскопии установлено, что в НСН, сформированных в различных электролитах, соотношение Nb от поверхности к основанию увеличивается

от 60 до 80%, в то время как концентрация кислорода изменяется от 20 до 15 %, при этом в нижней части столбиков появляется кремний из подложки. После реанодирования при 300-450 В соотношение элементов кардинально изменяется: концентрация ниобия возрастает от 20 до 50 %, а кислорода уменьшается от 70 до 20 %, кремний по всей длине столбика присутствует в пределах 10 %.

Методом ИК-спектроскопии, установлено, что НСН состоят, по меньшей мере, из трех окисных фаз: NbO, NbO₂, Nb₂O₅, преимущественно с пониженным содержанием кислорода (вероятно, преимущественно NbO), причем пятиокись присутствует в двух известных модификациях: α -Nb₂O₅ и β -Nb₂O₅. При этом, повышение напряжения при реанодировании НСН до 450 В приводит к увеличению количества пятиокиси ниобия. Отжиг НСН при температурах выше 500°C приводит к появлению в аморфном оксиде кристаллических фаз в ряду оксидов NbO-NbO₂-Nb₂O₅. При этом концентрация низших оксидов заметно возрастает – β -NbO₂ (6,98 %) и NbO (15,61 %).

Вольтамперные характеристики массивов НСН в порах АОА между контактами у основания столбиков и на их поверхности, ограниченного контактным окном размером 1 мм×1 мм, имели экспоненциальную зависимость тока от изменяющихся напряжений при прямом и обратном включениях. Токи через нанопровода достигали 2 мА при 20 В и температуре 20°C, и увеличивались до 62 мА с ростом температуры до 220°C.

Полученные данные, позволяют установить корреляцию между условиями формирования, структурой и свойствами столбиковых наноструктур, и могут быть использованы для моделирования выходных характеристик наноструктурированного материала на основе НСН.

Литература

1. A. Mozalev, V. Khatko, G. Gorokh *et al.* // Chemistry of Materials, 20, 6482 (2008)
2. A. Mozalev, G. Gorokh, M. Sakairi, H. Takahashi // J. Mater. Sci., 40, 6399 (2005).
3. А.Н. Плиговка, Г.Г. Горох // Наноструктурированные оксидные пленки и покрытия / Изд-во ПетрГУ, 135 (2014).
4. G.G. Gorokh, A.N. Pligovka, A.A. Lozovenko // Proc. of 25th Int. Conf. "Microwave & Telecommunication Technology", Sevastopol, V.1, 791 (2015).

Массив квазиодномерных цепочек AuTl на поверхности Si(111)

Д.В. Грузнев^{1,*}, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, А.А. Яковлев¹, А.Н. Михалюк^{1,2},
А.В. Зотов^{1,2,3}, А.А. Саранин^{1,2}

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041.

² Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950.

³ Кафедра электроники, Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, Владивосток, 690600.

*gruznev@iacp.dvo.ru

Представлены результаты исследований поверхностной реконструкции Si(111)4×2-AuTl методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) вместе с результатами моделирования атомной и электронной структур. Данная поверхность представляет собой массив квазиодномерных проволок Au, схожих с системой Si(111)5×2-Au; присутствие адатомов Tl изменяет межпроволочный интервал и электронную структуру системы.

Квазиодномерные (1D) металлические системы зачастую являются источниками множества необычных коллективных явлений (волны зарядовой плотности, переход металл-диэлектрик, разделение заряда и спина и т.п. [1]). На поверхности кремния одни из наиболее интересных массивов 1D цепочек формируются при адсорбции Au на поверхность Si(111) и vicinalные к ней Si(553) и Si(557) (12,3° и 9,4°, соответственно). Все они (а также родственные системы Au/Ge(*hkk*) [2]) имеют общий структурный мотив – параллельные ряды (одинарные, двойные и т.д.) атомов Au, разделенные графеноподобными лентами Si (Ge) и, в некоторых случаях, декорированные адатомами Si. Разные атомные структуры проволок Au и разные интервалы между ними (влияющие на *interchain coupling*, межпроволочное взаимодействие) приводят к сильным различиям в электронных структурах и физических свойствах данных систем [1].

Для вариации физических свойств массивов 1D проволок Au применяется модификация дополнительными адсорбатами. В недавней работе [3] показана возможность подстройки металлических свойств проволок Au/Si(553) адсорбцией атомарного водорода. H, не образуя прямых химических связей с Au и адсорбируясь на ряды Si в случайные позиции, тем не менее кардинально меняет зонную структуру системы за счет донирования заряда и влияния на степень димеризации рядов Au. Среди других способов модификации электронной структуры квазиодномерных систем Au/Si можно отметить адсорбцию дополнительных адатомов Si на Au/Si(111) [4], приводящую к изменению свойств с металлических на полупроводниковые, а также

фуллеренов C₇₀ на Au/Si(553) [5], меняющую плазменную частоту 1D электронного газа и параметры рассеяния носителей заряда.

В настоящей работе в качестве модифицирующей примеси был использован таллий. В системе (Au, Tl)/Si(111) недавно был обнаружен ряд структур пониженной размерности, которые демонстрируют интересные свойства, включая эффект Рашбы-Бычкова [6] и эффект слабой антилокализации, который ранее не наблюдался в слое одноатомной толщины [7]. Здесь мы докладываем о синтезе новой структуры в данной системе – Si(111)4×2-(Au, Tl), которую можно рассматривать как массив 1D проволок Au, структура и свойства которого модифицированы Tl.

Результаты и обсуждение

Массив квазиодномерных цепочек в системе (Au,Tl)/Si(111) имеет периодичность 4×2. Процедура формирования заключается в последовательной адсорбции Au и Tl на чистую поверхность Si(111)7×7. Покрытие Au поверхности Si(111)4×2-AuTl составляет ~0,9 МС, что выше, чем в 1D структуре 5×2-Au. При отсутствии Tl такое покрытие соответствует смеси реконструкций 5×2-Au ($\Theta_{Au} = 0,7$ МС) и $\alpha\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Au ($\Theta_{Au} \approx 1,1$ МС). Дальнейшая адсорбция Tl и прогрев при температуре порядка 300°C приводит к формированию однородной структуры 4×2-AuTl по всей поверхности образца, как показано на Рис. 1а. На данном СТМ изображении ряды Au с периодом ×2 вдоль ряда расположены вертикально. Характерной особенностью этой поверхности являются плавные модуля-

ции контраста вдоль рядов с периодом $\sim 10\sqrt{3}\cdot a_0 = 6,65$ нм (Рис. 1б и в). Модуляции несоизмеримы и их период не является строго определенным, однако минимумы и максимумы модуляций соседних рядов большей частью коррелированы друг с другом, в результате чего на поверхности появляются своеобразные волны с гребнями, перпендикулярными атомным рядам. Плотность волн находится в прямой зависимости от концентрации таллия. Низкотемпературные СТМ измерения показали, что эти особенности вызваны быстро переключающимися дефектами упаковки (Рис. 2а и б).

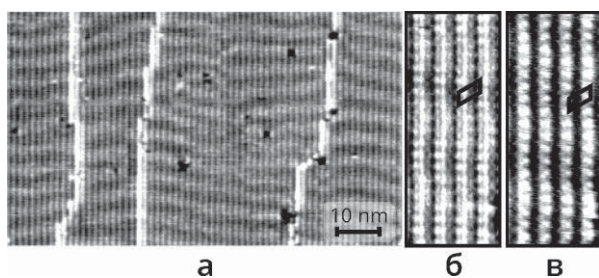


Рис. 1. Массив 1D проволок в системе AuTl/Si(111). а – панорамное СТМ изображение (проволоки расположены вертикально); б и в – СТМ изображения высокого разрешения заполненных и незаполненных состояний ($\pm 0,6$ В), соответственно. Все изображения получены при 300 К

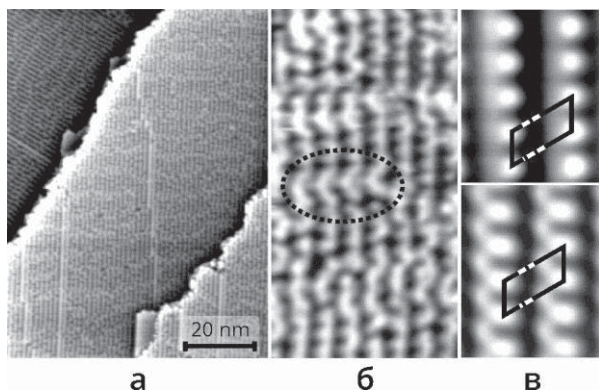


Рис. 2. Низкотемпературные СТМ изображения поверхности Si(111)4×2-AuTl. а – панорамное СТМ изображение (77×100 нм²); б – 9×17 нм² СТМ изображение. в – СТМ изображения соразмерных участков заполненных и незаполненных состояний ($\pm 0,6$ В), соответственно. Все изображения получены при 110 К

На основе СТМ изображений соразмерных участков (Рис. 2в) и расчетов из первых принципов ме-

тодом функционала плотности была предложена модель структурного устройства данной поверхности. Предполагаемая атомная структура соразмерных участков поверхности Si(111)4×2-AuTl включает в себя элементы реконструкции Si(111)5×2-Au. Известно, что атомы Tl, адсорбированные на 5×2-Au при комнатной температуре, занимают позиции над лентами Si, которые разделяют ряды Au, декорированные адатомами Si [8]. После отжига атомы Tl частично замещают адатомы Si, частично размещаются на видоизмененных лентах Si, давая наибольший вклад в формирование СТМ изображений (яркие особенности на Рис. 2в). Исследования электронной структуры поверхности Si(111)4×2-AuTl, выполненные с использованием метода фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением показали отличия этой реконструкции от «базовой» Si(111)5×2-Au. Возможность управления межпроволочным взаимодействием и электронной структурой массивов 1D объектов представляет интерес с точки зрения создания перспективных материалов с заданными свойствами.

Работа поддержана грантами 0262-2018-0031 и РФФИ № 17-02-00567.

Литература

1. P.C. Snijders, H.H. Weitering // *Rev. Mod. Phys.* 82, 307 (2010).
2. T. Wagner, J. Aulbach, J. Schäfer, R. Claessen // *Phys. Rev. Mater.* 2, 123402 (2018).
3. Z. Mamiyev, *et al.* // *Phys. Rev. B* 98, 245414 (2018).
4. W.H. Choi, P.G. Kang, K.D. Ryang, and H.W. Yeom // *Phys. Rev. Lett.* 100, 126801 (2008).
5. M. Tzschoppe, C. Huck, F. Hötzel, A. Pucci // *Surf. Sci.* 678, 32 (2018).
6. L.V. Bondarenko, *et al.* // *Sci. Rep.* 3, 1826 (2013).
7. A.V. Matetskiy, N.V. Denisov, A.V. Zotov, A.A. Saranin // *Nano Letters* 19, 570 (2019).
8. D.A. Olyanich, *et al.* // *Applied Surface Science* 456, 801 (2018).

Туннельная резонансная электронно-колебательная спектроскопия ультра малых металлических наночастиц

Ф.И. Далидчик^{1,*}, Е.М. Балашов^{1,§}, С.А. Ковалевский¹

¹ Институт химической физики им Н.Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991.

*domfdal@mail.ru, §sebalashov@yandex.ru

Построена теория бирезонансного неупругого одноэлектронного туннелирования в наноконтактах СТМ, сканирующих проводимости ультра малых металлических наночастиц, содержащих адатомы газовых реагентов (ОН и др.). Обнаружен новый размерный эффект, состоящий в повышенной адсорбционной способности наночастиц золота, имеющих те же размеры, что и частицы, обладающие каталитической суперактивностью.

Введение

Малые и ультра малые наночастицы (УМНЧ) обладают уникальными физическими, химическими и биохимическими свойствами и вызывают в настоящее время всеобщий повышенный интерес. Строение и свойства УМНЧ активно изучаются всеми доступными диагностическими методами. В том числе, зондовыми, использующими сканирующий туннельный микроскоп, СТМ. В экспериментах с СТМ структурная и динамическая информация о изучаемых наночастицах (НЧ) содержится в туннельных спектрах, т.е. в зависимостях d^2J/dV^2 от V ($z = \text{const}$, $n = 0$ или 1 , J - ток, V - напряжение на наноконтакте, z - удаление острия от поверхности, $e = \hbar = m = 1$). Во многих случаях при надлежащем выборе условий измерений спектры НЧ содержат характерные особенности - ступени или максимумы, которые формируются при резонансном туннелировании электронов с участием квазистационарных состояний, локализованных на подбарьерных траекториях. Положение резонансных особенностей на оси напряжений, а также их число и форма зависят от энергий электронных уровней НЧ, колебательных частот ω , обменных взаимодействий, параметров электронно-колебательной связи α , и т.д. Эти зависимости, в целом, хорошо известные, лежат в основе сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии (СТМ-СТС), базовые представления которой сложились при изучении различных точечных дефектов поверхности твёрдого тел [1,2]. Сегодня эти методы используются и

для НЧ ультра малых размеров (менее 5 нм), свойства которых в максимальной степени отличны от свойств массивных тел. Неудивительно, что для таких частиц в работах многих авторов были наблюдаемы спектроскопические особенности, нового типа [3-5], необъяснимые в рамках известных представлений СТС. Неоднократно сообщалось, например, что спектры УМНЧ металлов (Au, Pt, Ni и др.), осаждённых на графит, могут содержать эквидистантные серии отрицательных дифференциальных сопротивлений (ОДС) с периодами $\Delta V \sim 0,1-0,6$ В. Причины появления подобных серий до работы [6] не были известны.

Бирезонансные неупругие туннельные одноэлектронные переходы

Оценивая всю совокупность спектров УМНЧ, опубликованных в работах [3-5], необходимо обратить внимание на их общее свойство - они содержат строго эквидистантные серии ОДС, с периодами $\Delta V \sim 1/L$, L - видимый размер частицы. Эту особенность туннельных спектров УМНЧ можно понять, если учесть возможность проявления здесь хорошо известных эффектов одноэлектронного туннелирования. Аналитическое выражение для тока резонансных электронов, описывающее туннельные спектры УМНЧ с учётом колебательных переходов и эффектов одноэлектронного туннелирования, имеет вид [6]:

$$I^r(\nu, \nu) = \text{const} \sum_k W_k(V) \sum_{\nu} \frac{\Gamma_1(\nu) \Gamma_2(\nu, \nu) \Gamma_{1,2}(\nu, \nu)}{(E_1^0(\nu) - E_2^0(\nu) \pm \omega(\nu + 1/2) + kV)^2 + \Gamma_{1,2}^2(\nu, \nu)} \quad (\phi 1)$$

Здесь Γ_n - ширины уровней E_n , учитывающие переходы в континуумы состояний острия и УМНЧ, $\langle 0 | \nu \rangle$ - факторы Франка-Кондона для колебательных переходов, сопровождающих акты образования и распада второго резонансного состояния, $\Gamma_2(\nu, \nu) = \Gamma_2(\nu) \langle 0 | \nu \rangle^2$, $\Gamma_{1,2}(\nu, \nu) = \Gamma_1(\nu) + \Gamma_2(\nu, \nu)$ где ν - совокупность параметров, от которых могут зависеть вероятности переходов между наноконтактами СТМ и электронными состояниями с псевдопересекающимися энергетическими уровнями, $W_k(V)$ - зависящая от напряжения вероятность нахождения НЧ в состоянии с k лишними (или добавленными по сравнению с состоянием при $V=0$) электронами. В простейшем случае эта зависимость имеет вид ступенчатой функции с шагом по напряжению $\Delta V = C^{-1}$, C - ёмкость частицы.

Размерный эффект в адсорбционных свойствах ультра малых наночастиц золота

При надлежащем выборе параметров формула (1) количественно и качественно описывает результаты всех СТМ-экспериментов, в которых наблюдались серии эквидистантных ОДС [3-6].

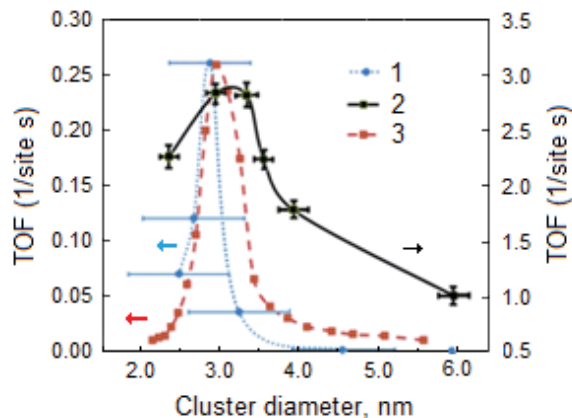


Рис. 1. Размерный эффект в адсорбционных и окислительно-каталитических свойствах Au-НЧ. 1 и 2 - каталитические активности Au/TiO₂ катализаторов в реакции низкотемпературного окисления СО кислородом, согласно данным, приведенным на рис.1 и рис.3 работы [7], соответственно; 3 - распределение Au-НЧ, содержащих адатомы, (результат восстановления по формуле (1) и экспериментальным данным, приведенным в работе [5])

Одновременно с этим становится возможным, используя результаты работы [5], определить распределение Au-НЧ, содержащих адатомы, по размерам. Соответствующий результат приведен на Рисунке 1 (пунктирная красная линия), где он сопоставлен с распределениями Au-НЧ, которые согласно работам [7-9], обладают свойством катали-

тической суперактивности в реакции низкотемпературного окисления СО кислородом. Аналогичное сопоставление с размерной зависимостью каталитической активности золота в реакции гидрирования ацетилена приведено на Рисунке 2.

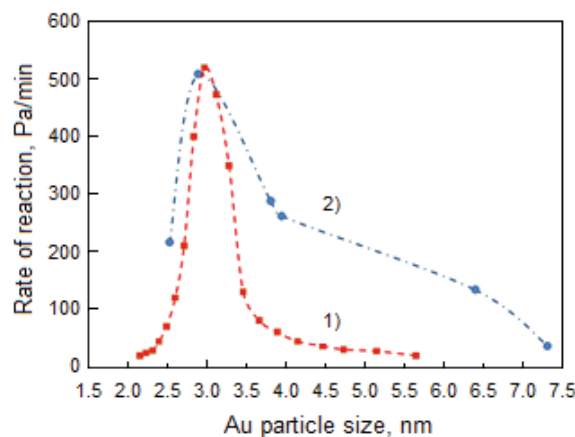


Рис. 2. Адсорбционная активность УМНЧ золота в сравнении с низкотемпературной активностью Au/Al₂O₃ катализатора в реакции гидрирования ацетилена. 1 - распределение "адсорбционно активных" частиц $N_a=N_a(D)$; 2 - каталитическая активность Au/Al₂O₃ катализатора в реакции гидрирования ацетилена, приведенная на рисунке 7 в работе [8]

Работа выполнена в рамках государственного задания, тема № 0082-2018-0003, и при финансовой поддержке РФФИ, научный проект №18-03-00453.

Литература

1. F.I. Dalidchik, B. A. Budanov, N. N. Kolchenko *et al.* // JETP, V. 115, issue 6, 1068 (2012).
2. F. Dalidchick, S. Kovalevskii, E. Balashov // J. Chem. Phys., V. 146, 194308 (2017).
3. D.A. Antonov, O.N. Gorshkov, A.P. Kasatkin *et al.* // Phys. Low-Dim. Struct., V. 1/2, 139 (2004).
4. R. Houbertz, U. Weber, U. Hartmann // Applied Physics A, V. 66, S149 (1998).
5. А.К. Гатин, М.В. Гришин, С.А. Гуревич, Н.В. Дошликова, А.А. Кирсанкин, В.М. Кожевин, Н.Н. Колченко, Т.Н. Ростовщикова, В.А. Харитонов, Б.Р. Шуб, Д.А. Явсин, Известия Академии наук. Серия химическая, Т. 8, 1696 (2014).
6. Ф.И. Далидчик, Е.М. Балашов, С.А. Ковалевский // Письма в ЖЭТФ, Т. 108 (7), 504 (2018).
7. M. Valden, X. Lai, D. W. Goodman // Science, V. 281, issue 5383, 1647 (1998).
8. M. Haruta, T. Kobayashi, H. Sano, N. Yamada // Chem. Lett., V. 16, 405 (1987).
9. M. Haruta, M. Daté // Applied Catalysis A: General // V. 222, 427 (2001).

Сканирующая зондовая микроскопия топологических материалов $n\text{-Bi}_2(\text{Te, Se})_3$

П.А. Дементьев^{1,*}, И.В. Макаренко¹, Л.Н. Лукьянова¹, О.А. Усов^{1,§}

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*demenp@yandex.ru, § Oleg.Usov@mail.ioffe.ru

В настоящей работе проведено экспериментальное изучение фермионов Дирака на поверхности (0001) топологических твердых растворов, выращенных на основе $\text{Bi}_2(\text{Te, Se})_3$ СТМ и СТС методами, что позволило определить их вклад в основные параметры термоэлектрических материалов.

Введение

Новые возможности для разработки халькогенидных материалов на основе теллурида висмута в настоящее время связаны с изучением топологических свойств поверхностных состояний фермионов Дирака в этих материалах, относящихся к трехмерным топологическим изоляторам [1]. Аномальные свойства топологических поверхностных электронных состояний интенсивно изучаются с целью использования в различных областях физики, в том числе в термоэлектричестве [2-4].

В работе проведено исследование поверхностных состояний фермионов Дирака методами СТМ/СТС в $n\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ и твердых растворах $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$. Установлена связь между СТМ/СТС результатами, коэффициентом Зеебека S и параметром мощности $S^2\sigma$, позволяющая качественно оценить вклад топологических поверхностных электронных состояний в исследованных термоэлектриках.

Методика эксперимента

СТМ/СТС эксперименты проводились на высоковакуумном микроскопе GPI-300 (Москва) с использованием вакуумного модуля, разработанного в ФТИ им. А.Ф.Иоффе (Санкт-Петербург). Перед применением методов СТМ/СТС, верхние слои удалялись скотчем непосредственно в камере СТМ (давление в камере $\sim 1,5 \times 10^{-7}$ Па). СТМ иглы изготавливались из вольфрамовой нити диаметром 260 мкм путем травления в 2М растворе NaOH, при этом обеспечивался радиус закругления острия иглы ~ 15 нм. Затем иглы прогревались в подготовительной камере СТМ при температуре 600–700 °С, затем следовала четырехчасовая бомбардировка ионами Ag^+ . После регистрации атомной структуры поверхности петля обратной связи размыкалась и в

нескольких точках поверхности снимались зависимости $I_t(U_t)$ и $dI_t/dU_t(U_t)$ на частотах до 7 кГц. Для улучшения соотношения сигнал-шум применялось усреднение по нескольким (вплоть до 100) кривым.

Результаты

Дифференциальная туннельная проводимость dI_t/dU_t в зависимости от напряжения U_t была измерена в твердых растворах $n\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ и $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ на поверхности (0001) при комнатной температуре. Кривые нормированной дифференциальной проводимости в зависимости от туннельного напряжения приведены на рис.1. Полученные из данных кривых зависимости энергии Ферми E_F , положения краев зон E_V , E_C и положения точки Дирака E_D от волнового вектора k_F в твердых растворах $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ при $y = (0 - 0.24)$ с высокими величинами коэффициента Зеебека приведены на рис.2.

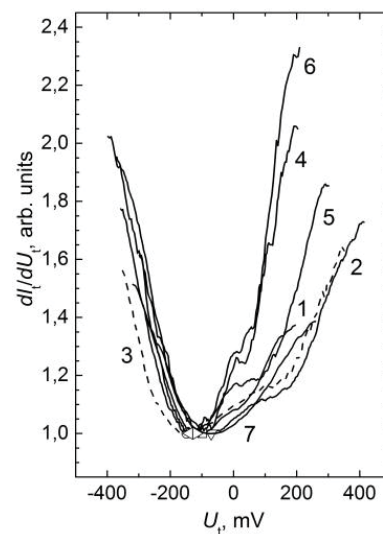


Рис. 1. Нормированная дифференциальная проводимость $[dI_t/dU_t]_{norm} = dI_t/dU_t/[dI_t/dU_t]_{min}$ в зависимости от туннельного напряжения U_t . Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице 1

Величины E_D соответствуют минимальным значениям туннельной проводимости dI/dU_t , а E_V и E_C - краям валентной зоны и зоны проводимости, полученным по точкам перегиба $d \ln(I_t)/d \ln(U_t)$ из туннельных спектров, приведенных на рис.1. Видно, что с ростом содержания Se в твердом растворе точка Дирака сдвигается к зоне проводимости, а уровень Ферми, E_F , находится в валентной зоне и сдвигается к ее потолку. Зависимость E_F от волнового вектора k_F для твердых растворов $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ различного состава при изменении содержания Se до $y=0.3$ (рис. 2, кривые 1) показывает, что $E_F(k_F)$ возрастает с увеличением количества замещенных атомов Se в составах при $y = (0 - 0.24)$. При дальнейшем росте количества Se при $y=0.3$ величина E_F продолжает возрастать, особенно в образце с более высокой концентрацией носителей заряда при уменьшении коэффициента Зеебека от -294 до $-193 \mu\text{V K}^{-1}$.

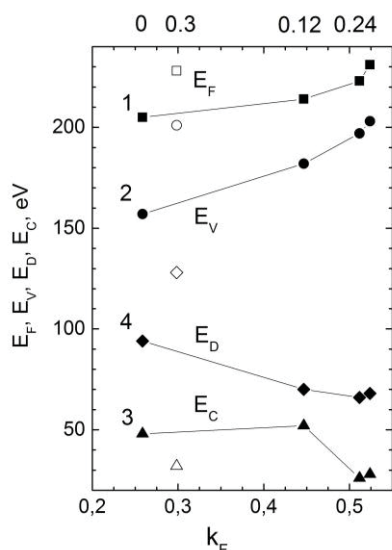


Рис. 2. Зависимость энергии Ферми E_F (1), положения краев валентной E_V зоны (2), зоны проводимости E_C (3) и положения точки Дирака E_D (4) от волнового вектора k_F

Более резкий рост E_F от k_F в составе при $y=0.3$ связан с изменением формы конуса Дирака, который сильнее сжат, чем в составах с меньшим количеством Se. Сильному сжатию конуса Дирака соответствует рост скорости Ферми v_F , (таблица 1) при увеличении содержания Se в твердом растворе. Скорость Ферми v_F была определена по закону Ве-гарда с использованием величин v_F для Bi_2Te_3 , твердых растворов $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ ($y=0.9, 1$) и Bi_2Se_3 . С увеличением содержания замещенных атомов Se в $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ скорость Ферми v_F и, следовательно, подвижность в поверхностном слое возрастают.

Рост скорости v_F сопровождается увеличением поверхностной концентрации n_s в составах с высокими значениями коэффициента Зеебека S , более $[270] \text{ мкВ K}^{-1}$ (Таблица 1), который оптимизирован для температур ниже комнатной.

Таблица 1. Коэффициент Зеебека S , фактор мощности $S^2\sigma$, скорость Ферми v_F , и волной вектор k_F в Bi_2Te_3 и твердых растворах $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ с различным уровнем легирования.

N	Составы образцов	$S, \mu\text{V K}^{-1}$	$S^2\sigma, 10^{-6}, \text{W cm}^{-1}\text{K}^{-2}$	$v_F, 10^5, \text{m/s}$	k_F, nm^{-1}
1	$\text{Bi}_2\text{Te}_3+0.05\% \text{ CdBr}_2$	-272	26	3.70	0.259
2	$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12} + 0.05\% \text{ Hg}_2\text{Cl}_2$	-270	28.1	3.81	0.447
3	$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.85}\text{Se}_{0.15} + 1\% \text{ In}_2\text{Te}_3$	-213	46.3	3.84	0.589
4	$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.79}\text{Se}_{0.21} + 5\% \text{ Te}$	-322	24.4	3.89	0.511
5	$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.76}\text{Se}_{0.24} + 0.25\% \text{ Te} + 0.043\% \text{ CuI}$	-290	37.3	3.915	0.524
6	$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3} + 3.5\% \text{ Te}$	-294	30.1	3.97	0.298
7	$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3} + 0.1\% \text{ CdCl}_2$	-193	44.1	3.97	0.459

Заключение

Таким образом, проведенные исследования параметров поверхностных состояний фермионов Дирака и термоэлектрических свойств позволяют установить зависимости между положением точки Дирака, скоростью Ферми, поверхностной концентрацией фермионов, коэффициентом Зеебека и параметром мощности $(m/m_0)^{3/2} \mu_0$ в топологических термоэлектриках $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$, что дает возможность оценить влияние поверхностных состояний фермионов Дирака на транспортные характеристики исследованных термоэлектриков в зависимости от изменения состава твердых растворов.

Литература

1. M.Z. Hasan, C.L. Kane. Rev. Mod. Phys. 82 3045–67 (2010).
2. P. Chen. Proc. of SPIE, 8373 83730B (2012).
3. M. Eschbach *et al.* Nat. Commun. 6 8816 (2015).
4. L.N. Lukyanova, I.V. Makarenko, O.A. Usov, P.A. Dementev. Semicomd. Sci. Technol., 33, 055001 (2018).

Высокоскоростные методики исследования механических свойств био- и полимерных материалов с помощью АСМ

М.Е. Докукин^{1, 2, *}, И.Ю. Соколов^{2, 3, 4}

¹ Саровский физико-технический институт, Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, ул. Духова, д. 6, Нижегородская область, г. Саров, 607186.

² Department of Mechanical Engineering, ³ Department of Biomedical Engineering, ⁴ Department of Physics, Tufts University, Medford, MA 02155, USA.

*MEDokukin@mephi.ru

Представлены две новые методики, созданные на базе атомно-силовой микроскопии (АСМ), которые позволяют исследовать различные, как статические, так и динамические механические свойства биологических и полимерных материалов на наномасштабе.

Информация о механических свойствах био- и нано-композитных материалов, а также клеток и межклеточной среды на наномасштабе чрезвычайно важна как для фундаментальных исследований, так и для практических применений. Механические свойства на этом масштабе не только определяют макромеханику тканей и композитных материалов, но также часто коррелируют с различными заболеваниями или патологиями человека, включая сосудистые и почечные заболевания, рак, малярию, катаракту, болезнь Альцгеймера, осложнения диабета и даже старение.

Здесь мы представляем две новые методики, созданные на базе атомно-силовой микроскопии, которые позволяют исследовать механические свой-

ства биологических и полимерных материалов на наномасштабе.

Методика «FT-NanoDMA»

Динамическая механическая спектроскопия (ДМС) играет важную роль в исследованиях мягких материалов, тканей, биоматериалов и полимеров. Однако существующие методы ДМС имеют существенные ограничения, которые не позволяют использовать их для изучения механики мягких материалов на наноуровне. Недавно нами была предложена новая высокоточная модальность ДМС, которая представляет собой комбинацию АСМ и механической спектроскопии на базе преобразования Фурье «FT-nanoDMA» [1].

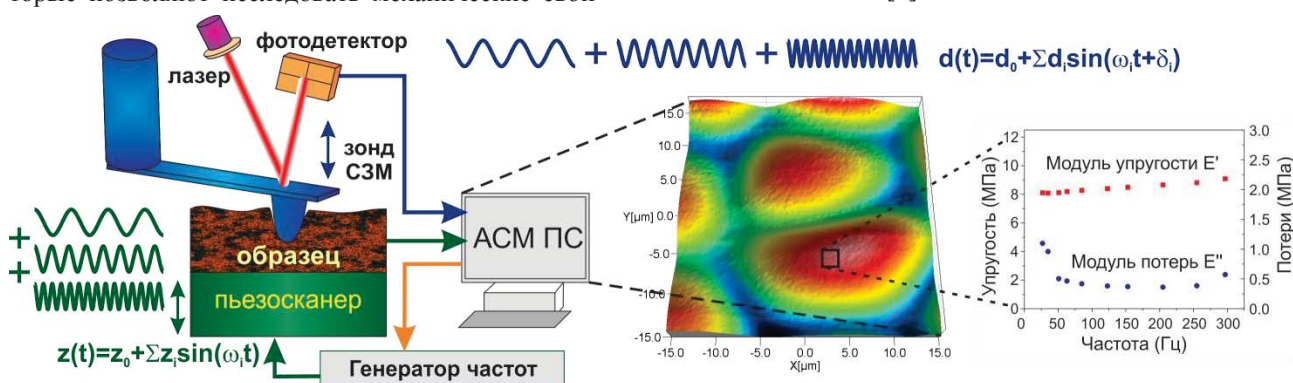


Рис. 1. Схема установки FT-nanoDMA. Зонд АСМ нагружает образец с фиксированной максимальной силой в каждой точке исследуемой поверхности. Сумма заранее определенных частот одновременно посылается на пьезосканер с установленным на нем образцом. Динамическая деформация образца считывается посредством отклонения зонда АСМ, где амплитуда и фазовый сдвиг для каждой частоты находятся из суммарного сигнала с помощью преобразования Фурье. Значения полученных амплитуд и фаз используются для расчета модулей упругости и потерь, а также других параметров, характеризующих динамические свойства образца [1]

Этот метод позволяет визуализировать механику как отдельных клеток, так и нано-интерфейсов. Было продемонстрировано многократное увеличение пространственного (до 10 нм) и временного (до 0,7 сек/спектр) разрешения для мягких материалов. Принципиальная схема метода, а также карта ДМС, полученная на поверхности растительных клеток, показаны на Рисунке 1. Данный метод был количественно подтвержден на ряде известных полимеров и продемонстрирован как на живых клетках, так и на композитных образцах.

Методика «Ringin mode»

В последнее время все крупные производители АСМ представили новый метод получения изображений, получивший название субрезонансного или прыжкового метода. Этот режим был представлен

под разными названиями, такими как Digital Pulse Mode™ (WITec), PeakForce QNM™ (Bruker), Hybrid mode™ (NT MDT), QI™ mode (JPK) и т.д.

Субрезонансный режим позволяет одновременно получать информацию о четырех основных физических параметрах образца, а именно о топографии, адгезии между образцом и зондом, жесткости и вязкоупругих потерях в процессе деформации образца [2]. Не так давно нами была представлена новая методика, позволяющая измерять до восьми новых типов данных об образце, которые дополняют уже имеющиеся стандартные [3]. Этими новыми типами являются карты высот в моменты максимальной адгезии и отрыва зонда от образца, а также в момент нулевой силы приложенной к зонду. Примеры таких карт для образца полистирол–полиэтилен низкой плотности представлены на Рисунке 2.

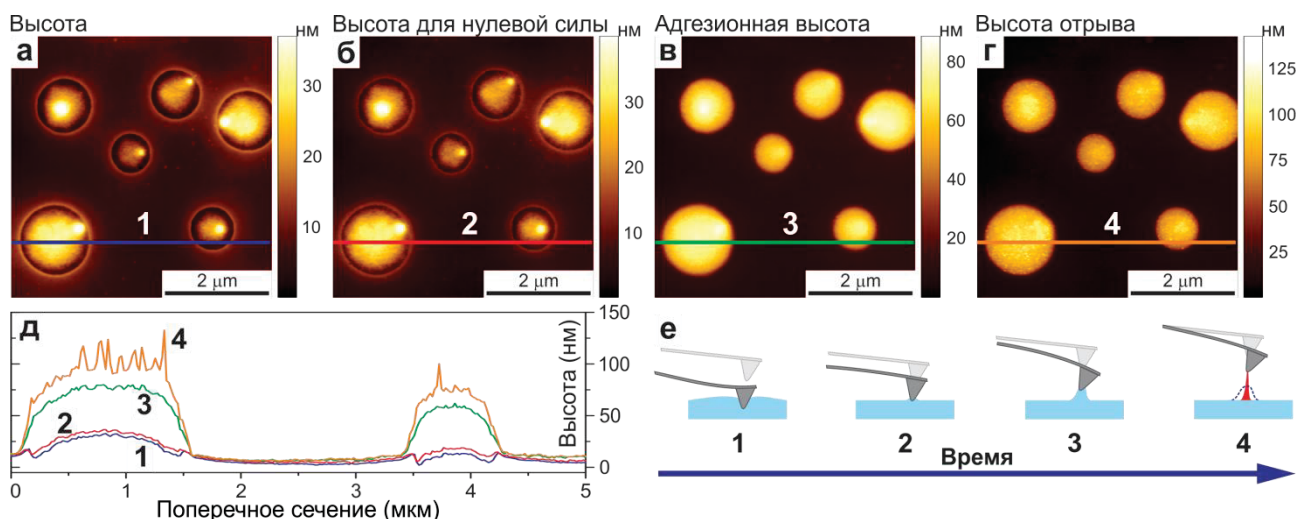


Рис. 2. Пример одновременной визуализации четырех различных высот: (а) регулярной, (б) высоты для нулевой силы, (в) адгезионной высоты и (г) высоты отрыва. Линии поперечного сечения, показанные на изображениях, представлены на панели (д). Все изображения получены на образце, представляющем собой смесь двух полимеров: полиэтилена низкой плотности и полистирола. Частота сканирования 1 Гц (1 сек на линию) [3]

Кроме того, была показана возможность получения информации о деформации (вытягивании) образца в момент отрыва зонда. В частности, была измерена величина «pull-off neck» (высота шейки отрыва), которая хорошо согласуется с расчетами, полученными с помощью модели JKR [4], а так же величина максимального растяжения образца (молекул на поверхности образца) при отрыве зонда «disconnection distance». Помимо этого были получены численные данные для восстановленной («упругой») адгезии, энергии теряемой при отрыве зонда от образца, а также для динамической разницы фаз, возникающей при деформации образца.

Все измеряемые параметры являются независимыми друг от друга и определяются, в основном, только адгезионным взаимодействием между зондом и образцом.

Литература

1. M.E. Dokukin, I. Sokolov // Scientific Reports, V. 5, 12630 (2015).
2. M.E. Dokukin, I. Sokolov // Langmuir, V. 28, 16060 (2012).
3. M.E. Dokukin, I. Sokolov // Scientific Reports, V. 7, 11828 (2017).
4. K.L. Johnson, K. Kendall; A.D. Roberts // Proc. R. Soc. London, Ser. A, V. 324, 301–313 (1971).

DFT-моделирование адсорбции водорода на биметаллических наночастицах золота-никеля

Н.В. Дохликова¹, М.В. Гришин¹, А.К. Гатин¹, А.И. Кулак², С.Ю. Сарвадий¹, В.А. Харитонов¹, Б.Р. Шуб¹

¹ Институт химической физики РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991.

² Институт общей и неорганической химии НАН Беларуси, ул. Сурганова 9, корп.1, Минск, 220072.

dohlikovanv@gmail.com, mvgrishin@yandex.ru

В результате DFT-моделирования кластеров биметаллов Au_nNi_m , ($n+m=13$) установлено, что наиболее стабильные места для адсорбции водорода располагаются преимущественно в окрестности атомов золота, благодаря перераспределению электронной плотности в кластере. Полученная информация коррелирует с результатами эксперимента сканирующей туннельной микроскопии/спектроскопии (СТМ/СТС).

Введение

Биметаллические наночастицы хорошо известны как эффективные катализаторы множества химических реакций. Для выявления общих тенденций и взаимосвязи между изменениями электронной структуры моделей и адсорбционными свойствами наночастиц в данной работе проведено DFT-моделирование золото-никелевых наночастиц, исследованных с помощью СТМ/СТС [1],

Метод расчета

DFT-моделирование взаимодействия водорода с золото-никелевыми наночастицами проводилось в приближении GGA-PBE. Для расчетов использовались программные пакеты QuantumEspresso 5.1.1 (QE) [2] с ультрамягким псевдопотенциалом и релятивистской поправкой и OpenMX 3.8 (OMX) [3] без спиновой поляризации. Атомная структура моделей наночастиц биметалла создавалась путем замены атомов на поверхности икосаэдрических изомеров кластеров Au_{13} и Ni_{13} и последующей оптимизации. В расчетах использовались кластеры $Au_{12}Ni_1$, $Ni_{12}Au_1$, имитирующие единичные дефекты наночастицы, и Au_7Ni_6 , в которой атомы никеля распределены равномерно. Поскольку задачами настоящего исследования являются расчет энергий связи с атомом водорода и сопоставление относительных изменений спроектированных плотностей состояний (PDOS) атомов металла при адсорбции, выбранные кластеры подходят в качестве моделей наночастиц биметаллов без использования дополнительных гомотопов. Атомная структура класте-

ров при расчете положения адатома водорода на их поверхности фиксировалась, во избежание возможных переходов между изомерами.

Результаты и обсуждение

Таблица 1. Параметры кластеров Au_nNi_m ($n+m=13$) и их взаимодействия с водородом, R_i – расстояние между поверхностными атомами, R_c – расстояние до центрального атома, R_b , E_b – энергия и длина связи с атомом водорода, S – одно-, двух- или трехцентровое положение адсорбированного атома водорода, q_{Mull} – заряд атома по Малликену.

Кластер	$R_i, \text{Å}$	$R_c, \text{Å}$	$R_b, \text{Å}$	E_b	S	q_{Mull}, e
Au_{13}	2.85	2.71	1.75	-3.20	2	
Ni_{13}	2.40	2.32	1.75	-3.33	3	
$Au_{12}Ni_1$	2.82(Au)	2.74	1.75	-3.20	2	+0.5(Ni)
	2.66(Ni)		1.57	-3.16	1	
Au_7Ni_6	2.56 (Au-Ni)	3.32(Au) 2.49(Ni)	1.61(Ni)	-2.87	2	+0.4(Ni) -0.3(Au)
			1.81(Au)		1	
			1.60	-2.80	1	
$Ni_{12}Au_1$	2.72(Au)	2.62(Au) 2.33(Ni)	1.60	-3.02	1	-0.2(Au)
	2.35(Ni)		1.75	-3.35	3	

Рассчитанные химические потенциалы кластеров Au_{13} , и Ni_{13} равны -4.90 и -4.25 эВ (табл. 1), соответственно, поэтому в кластере атом золота приобретает отрицательный заряд, а атом никеля - положительный. Согласно расчетам PDOS (рис. 1а, б), взаимодействие атома водорода с кластерами Au_{13} , и Ni_{13} приводит к сдвигу центра d-зоны золота вниз (рис. 1а), при этом снижение центра d-зоны никеля менее заметно (рис. 1б) [4] (PDOS1 – до адсорбции, PDOS2 – после адсорбции атома водорода). Кроме

того, d-электроны золота и s-электроны водорода заполняют связывающее и антисвязывающее состояния (рис. 1в), однако антисвязывающее состояние d-электронов никеля и s-электронов водорода свободно (рис. 1г), что коррелирует с большей величиной энергии связи (табл. 1).

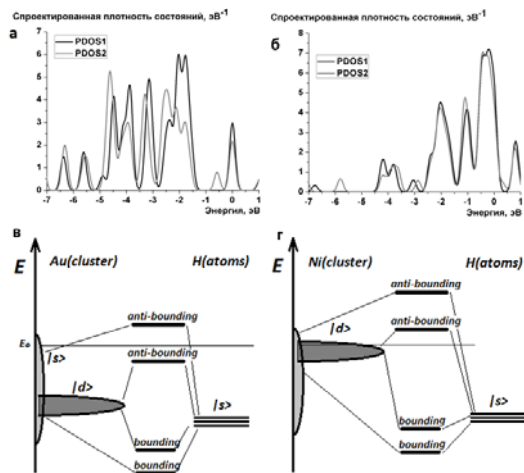


Рис. 1. а, б – PDOS атомов кластеров Au₁₃, Ni₁₃; в, г – электронное строение адсорбционных комплексов золота и никеля с атомами водорода

PDOS кластеров Au_nH_m (n+m=13) при адсорбции водорода представлены на рис. 2. Наблюдается тенденция к сужению и уширению PDOS атомов никеля и золота, соответственно, благодаря деформации атомной структуры кластера биметалла и изменению перекрытий орбиталей атомов, что может являться одним из факторов, влияющих на величины энергии связи с атомом водорода. При этом изменения PDOS атомов золота и никеля при адсорбции водорода в биметаллических кластерах сохраняют общую тенденцию с кластерами Au₁₃ и Ni₁₃. Адсорбция атома водорода в окрестности примесного атома никеля энергетически не выгодна, поскольку атом никеля заряжен положительно. Взаимодействие атома водорода с отрицательно заряженным примесным атомом золота стабильно. Исключением является адсорбция атома водорода на кластере Au₇Ni₆ в одном из случаев, возможно, благодаря меньшему перетеканию электронной плотности в кластере.

Вывод

Благодаря перераспределению заряда в кластере биметалла, наиболее стабильные сайты адсорбции водорода располагаются преимущественно в окрестности атомов золота. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследова-

ний, гранты №№ 17-03-00275, 18-03-00060, 18-53-00013.

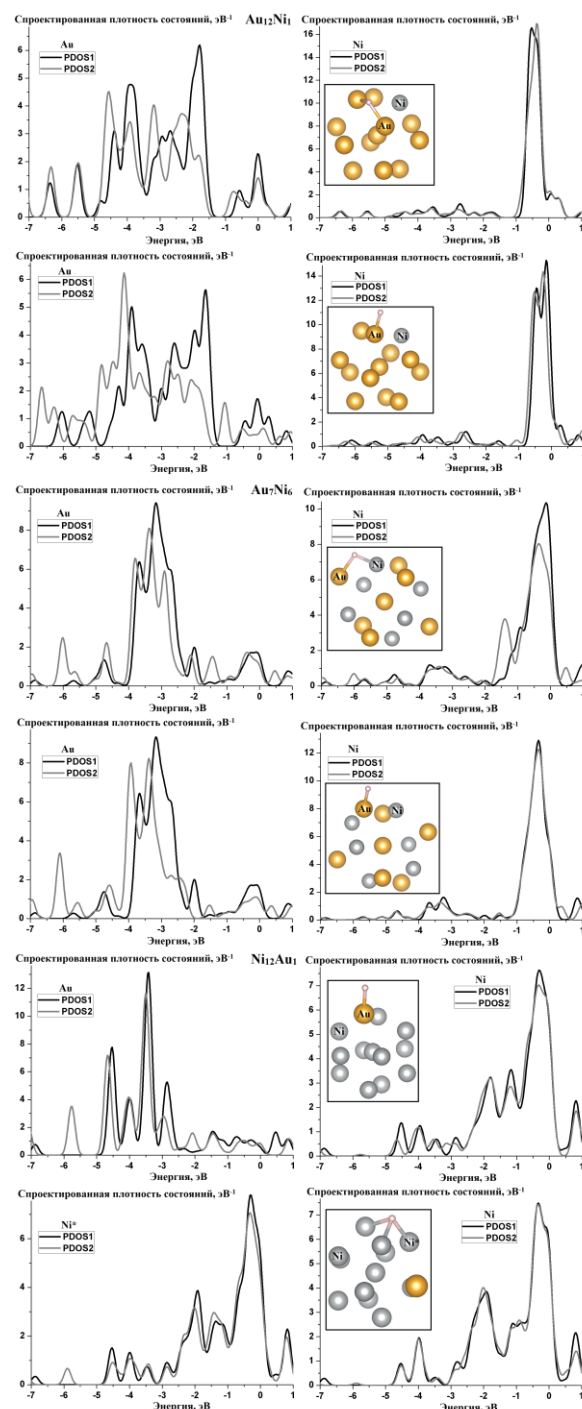


Рис. 2. PDOS атомов Au, Ni и Ni* кластеров Au_nH_m (n+m=13)

Литература

1. М. Гришин и др. // Росс. нано., Т. 12, № 11–12, 15 (2017).
2. P. Giannozzi *et al.* // J. Phys. Condens. Mat., V. 21, 395502 (2009).
3. T. Ozaki // Phys. Rev. B., V. 67, 155108 (2003).
4. B. Hammer *et al.* // Surf. Sci., V. 343, 211. (1995).

Использование функционализированного остррия атомно-силового микроскопа для исследования проводимости углеродных нанотрубок

А.А. Жуков, С.И. Божко

Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

azhukov@issp.ac.ru

Была проведена экспериментальная работа по исследованию отклика электронной системы углеродных нанотрубок при сканировании их заряженным остриём атомно-силового микроскопа в вакууме. Продемонстрирована возможность получения сигнала в топографии, аналогичного сигналу при измерении локальной ёмкости, при сканировании функционализированным остриём (напыление различных металлов) и при сканировании кантилевером с высокой добротностью ($Q \sim 15000-20000$).

Введение

В последнее время достаточно большое внимание приковано к углеродным нанотрубкам (УНТ), интеркалированным различными соединениями. Интеркалянты, которые являются донорами или акцепторами, смещают положение уровня Ферми в УНТ, таким образом оказывается возможным перевод полупроводниковой УНТ в проводящее состояние без приложения затворного напряжения. Если заполнение интеркалянтом не полное, смещение уровня Ферми и, соответственно, работа выхода меняются локально только в позиции размещения интеркалянта. При помощи стандартной техники локального зонда Кельвина удаётся определить местоположение интеркалянта [1, 2]. В настоящее время все имеющиеся эксперименты были проведены либо в атмосфере гелия, либо на воздухе после снятия водяной плёнки. Следует отметить, что более предпочтительным условием проведения данного эксперимента является вакуум, поскольку допирование окружающей атмосферой может оказаться неоднородным, что может приводить как к ошибочному значению измеренного значения работы выхода, так и к ошибкам в определении местоположения интеркалянта.

Хорошо известно, что наличие разности электрохимического потенциала между остриём атомно-силового микроскопа (АСМ) и поверхностью образца приводит к артефактам при измерении топографии. Данный эффект применялся как при исследовании кулоновской блокады в полевых транзисторах на базе УНТ [3], так и при изучении пере-

распределения заряда и химической активности атомов на поверхности кремния [4]. Следует особенно отметить, что в работе [4] АСМ функционировал в полуконтактной моде.

В данном докладе мы продемонстрируем возможность локализации участков УНТ с различной величиной химического потенциала, а, следовательно, и работы выхода при сканировании топографии образца в полуконтактной моде. Эксперименты проведены с применением кантилеверов с различной жёсткостью, собственной частотой и добротностью. Кроме того, были применены кантилеверы с различным напылением металлов на остриё.

Методика эксперимента

Образцы, использованные в данном эксперименте полностью идентичны образцам из работ [1, 2]. На поверхность оксида кремния, лежащего на допированном кремнии, который служил в качестве заднего затвора, термически напылялась Pd сетка. Далее на поверхность образца переносились УНТ. Металлическая сетка присоединялась к нулевому потенциалу.

К заднему затвору (допированному кремнию) прикладывалось напряжение V_{BG} , а к острию V_t . Каждое сканирование было выполнено при постоянном напряжении V_{BG} и V_t . В эксперименте был использован атомно-силовой микроскоп Solver HV компании NT-MDT. В эксперименте были использованы следующие три вида кантилеверов. Первый тип – NSG11 (NT-MDT) с частичной металлизацией

острия. На данный кантилевер была термически нанесена пленка Ni толщиной около 20 нм с одной боковины острия. Второй тип – MESP-RC-V2 (Bruker) с нанесенным слоем Co/Cr. Третий тип – SCM-PIC (Veeco) с напылённой плёнкой Cr толщиной 3 нм.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Эксперименты проводились нами как при атмосферном давлении после того, как была убрана тонкая водяная пленка, так и в вакууме (до $P < 10^{-5}$ мбар). При атмосферном давлении какого-либо влияния на результаты измерения топографии образца практически не наблюдались при прикладывании напряжения на задний затвор и остриё в пределах -5В до +5В для всех трех типов кантилеверов.

Ситуация существенным образом менялась при работе в вакууме. Из всех трёх типов кантилеверов наилучший результат был продемонстрирован кантилеверами третьего типа. Именно с применением данных кантилеверов получены представленные результаты на Рис. 1. Данные кантилеверы обладают самой низкой жёсткостью $k=0.2$ Н/м, и самой низкой резонансной частотой $f_0=18$ кГц из всех использованных типов кантилеверов. Кроме того, данный тип кантилеверов обладает самой высокой добротностью при работе в вакууме $Q \sim 15000-20000$.

Причина, почему кантилеверы третьего типа с представленными механическими характеристиками оказались оптимальными для измерений достаточно легко объяснить. Разница потенциалов между образцом и острием приводит к смещению резонансной частоты, следовательно, чем выше добротность кантилевера, тем больше будет падать амплитуда колебаний при том же смещении резонансной частоты, и тем эффективнее система обратной связи будет отодвигать остриё от поверхности образца. Кроме того, для кантилевера с более низкой жесткостью время, которое проводит остриё вблизи поверхности образца при приложенной разности потенциалов оказывается большим, по сравнению с более жёстким кантилевером. Тонкий слой Cr позволил сохранить достаточно высокое пространственное разрешение отклика электронной системы УНТ (лучше, чем 100 нм, см. Рис. 1). Данное разрешение сравнимо с разрешением метода

локального зонда Кельвина, выполненного при помощи зонда, изготовленного из многостенной УНТ [2].

Правильно подобранные механические характеристики зонда позволили получить разрешение по энергии порядка 25 мэВ, которое ограничено, видимо, тем, что измерения проводились при комнатной температуре ($T = 300$ К).

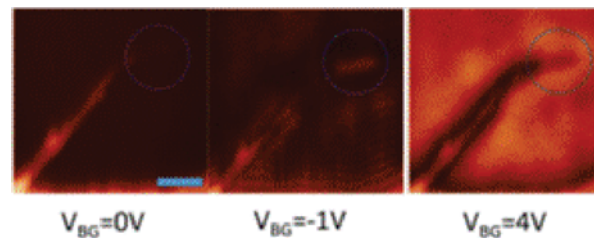


Рис. 1. Результат измерения топографии УНТ кантилевером третьего типа при различных напряжениях на заднем затворе, $V_t = 0$ В. Кругком отмечена часть УНТ, являющаяся полупроводниковой, и которая имеет существенно другую работу выхода по сравнению со всем остальным пучком УНТ. Длина горизонтального прямоугольника составляет 0.5 мкм, масштаб сохранён для всех трёх рисунков

Заключение

Была проведена серия экспериментов с применением высоковакуумного АСМ и различными типами кантилеверов. С применением оптимального типа кантилеверов удалось провести измерения отклика электронной системы УНТ с высоким пространственным разрешением (лучше, чем 100 нм) и разрешением по энергии, которое ограничено, видимо, только температурой проведения измерений ($T = 300$ К).

Данные эксперименты планируется расширить на исследование отклика электронной системы в интеркалированных УНТ.

Работа была выполнена в рамках проекта РФФИ 17-02-00454а, а также программ РАН.

Литература

1. A.A. Zhukov, V.K. Gartman, D.N. Borisenko *et al.*, // JETP, V 109, 307 (2009).
2. A.A. Zhukov, M.V. Chernysheva and A.A. Eliseev, // JETP, V. 123, 143 (2016).
3. M.T. Woodside and P.L. McEuen, // Science, V. 296, 1098 (2002).
4. R. Erlandsson, L. Olsson and P. Martensson, // Phys. Rev. B, V. 54, R8309 (1996).

Нанофазное расслоение в атомном слое Pb-Tl на поверхности NiSi₂/Si(111)

А.В. Зотов^{1,2,*}, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, Д.В. Грузнев¹, А.А. Саранин^{1,2}

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041.

² Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950.

*zotov@iacp.dvo.ru

В атомных слоях двумерного соединения Pb-Tl, сформированного на поверхности Si(111), покрытой слоем силицида NiSi₂ монокристаллической толщины, происходит расслоение на участки, занятые либо исключительно атомами Pb, либо исключительно атомами Tl. В результате, в слое за счет самоорганизации формируются необычные наноструктуры, напоминающие по своей форме структуры Тьюринга (Turing patterns).

Известно, что совместная адсорбция атомов Pb и Tl на поверхности Si(111) [1, 2] и Ge(111) [3] приводит к формированию набора упорядоченных соединений атомной толщины: (Tl, Pb)/Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$, (Tl, Pb)/Ge(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$, (Tl, Pb)/Si(111)4×4 и (Tl, Pb)/Ge(111)3×3. В последних двух соединениях концентрации атомов Tl и Pb в слое близки, и адсорбаты проявляют тенденцию к атомному расслоению. В пределах элементарной ячейки атомы Pb образуют компактную группу, окруженную по периферии атомами Tl. Эта же тенденция, только в более необычном виде, проявляется в атомном слое Pb-Tl, сформированном на поверхности Si(111), покрытой монокристаллическим слоем NiSi₂.

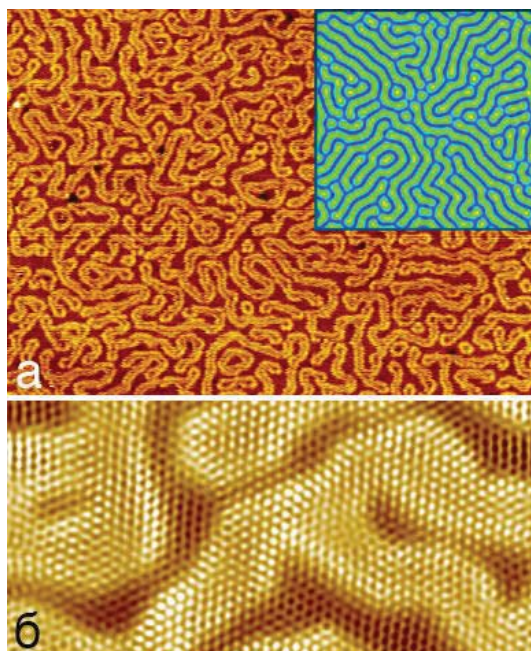


Рис. 1. (а) Широкомасштабное СТМ изображение и (б) СТМ изображение с атомным разрешением слоя Pb-Tl на поверхности NiSi₂/Si(111). Вставка на (а) показывает структуру Тьюринга

Нанофазное расслоение в слое Pb-Tl на поверхности NiSi₂/Si(111) приводит к формированию наноструктур, в которых атомы Pb образуют извилистые полосы примерно одной ширины, а атомы Tl заполняют промежутки между полосами (Рис.1). В целом, эта конструкция очень напоминает структуры Тьюринга (см. вставку на Рис. 1а). Напомним, что математическая модель Тьюринга описывает механизм спонтанного формирования структур из полос или пятен, возникающих вследствие волновых свойств реакционно-диффузионных систем, в том числе относящихся и к живой природе. Стоит заметить, однако, что, несмотря на очевидную схожесть атомной структуры слоя Tl-Pb со структурами Тьюринга, они, по-видимому, имеют разную природу. Мы считаем, что структура слоя Tl-Pb является результатом одновременного действия ряда следующих факторов. Атомы Tl и Pb избегают образования гомогенного сплава, и происходит их фазовое расслоение. Атомы Pb вытесняют атомы Tl за счет более сильной связи с подложкой. Рост обширных областей, занятых атомами Pb, блокируется несоответствием решеток слоя Pb и подложки. При этом, подобное ограничение не действует на слой Tl, который может формировать на подложке псевдоморфный слой.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-02-00577.

Литература

1. A.V. Matetskiy *et al.* // Phys. Rev. Lett, **115**, 147003 (2015).
2. A.N. Mihaljuk *et al.* // Surf. Sci., **657**, 63 (2017).
3. D.V. Gruznev *et al.* // J. Phys. : Condens. Matter, **29**, 035001 (2010).
4. A.M. Turing // Phil. Trans. Royal Soc. London, **237**, 37 (1952).

Ловушки в high-k диэлектриках и их влияние на собственную люминесценцию

Е.В. Иванова^{1,*}, П.А. Дементьев^{1,§}, М.В. Загорянская¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*ivanova@mail.ioffe.ru, §demenp@yandex.ru

В данной работе были использованы методы Кельвин-зонд микроскопии и локальной катодолюминесценции для исследования процессов накопления и диссипации зарядов ловушечными уровнями, а также влияние их зарядового состояния на люминесцентные свойства образца. В данной работе были определены энергия активации ловушек для зарядов обоих знаков в SiO₂. Было исследовано влияние зарядового состояния ловушек на люминесценцию собственных дефектов.

Введение

В течение длительного времени в качестве ключевого диэлектрика в кремниевых приборах использовался диоксид кремния SiO₂, однако, в настоящее время SiO₂ заменяется на диэлектрики с высокой диэлектрической проницаемостью (high-k) [1, 2]. Такими перспективными high-k диэлектриками для микроэлектроники являются диоксид гафния HfO₂, оксид циркония ZrO₂ и др. Механизм транспорта заряда в high-k диэлектриках является предметом активного изучения. Было показано, что в диэлектриках транспорт заряда происходит по дефектам (ловушкам), способным менять зарядовое состояние. Также было показано, что изменение зарядового состояния ловушек может существенно влиять на собственную и примесную люминесценцию [3, 4]. В данной работе приведены результаты для модельных пленок SiO₂, получены первые результаты по транспорту заряда в пленках HfO₂, ZrO₂.

Образцы и методы исследования

В данной работе были исследованы термические пленки оксида кремния на подложках кремния n-типа (КЭФ 1.0 (111)) и p-типа (КДБ 0.005 (111)) толщиной 0,42 микрона. Были исследованы как исходные пленки SiO₂, так и пленки, подвергнутые отжигу в атмосфере азота в течение 10 часов. Ранее было показано, что при этих условиях в приповерхностном слое пленки диоксида кремния формируются кристаллические включения кремния со средним размером 3–6 нм. Параметры слоя подробно были исследованы в работах [5–6]. При формировании нанокompозитного слоя следует ожидать существенных изменений в электрофизических свойствах материала.

Методом сканирующей Кельвин-зонд микроскопии (КЗМ) были исследованы электрофизические свой-

ства полученных образцов, методом локальной катодолюминесценции были исследованы изменения люминесцентных свойств при облучении электронным пучком, также получены зависимости поглощенного тока от времени облучения электронным пучком.

Результаты и обсуждения

В данной работе методом КЗМ был изучена инжекция зарядов в слои и динамика их последующей диссипации. На всех образцах изучение инжекции и диссипации зарядов производилось следующим образом. Регистрировалась карта распределения невозмущенного поверхностного потенциала для выявления встроенных неоднородностей в нем (рис. 1(a)).

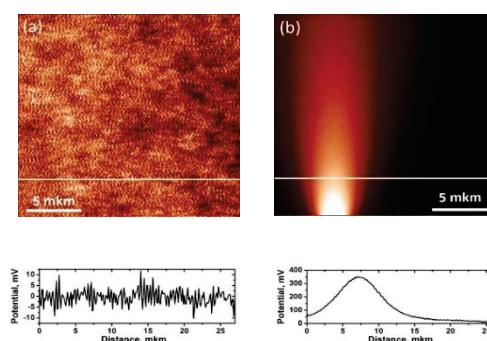


Рис. 1. (а) Изображение исходного потенциала поверхности образца; (б) изображение изменения распределения поверхностного потенциала во времени после инжекции зарядов из иглы зондового микроскопа в слой диэлектрика вдоль вертикальной линии; (с), (д) профили распределения потенциала вдоль белых линий на рис. (а) и (б) соответственно

Затем производилась зарядка вдоль линии, проходящей параллельно направлению медленного сканирования и имеющей длину, значительно превосходящую размер кадра сканирования КЗМ, чтобы

исключить краевые эффекты. Вновь регистрировалась карта распределения поверхностного потенциала (рис. 1(b)). При последующем анализе профилей распределения потенциала были определены механизмы и скорости диссипации зарядов.

Известно, что существует два механизма диссипации заряда вдоль слоя диэлектрика. Во-первых, это кулоновское электростатическое расталкивание $j_{\text{drift}} = \mu E$, где μ – подвижность носителей заряда. Вторым возможным механизмом диссипации является диффузия, тогда $j_{\text{diffusion}} = -D \Delta \rho$, где D – коэффициент диффузии. В этом случае размер зарядовой области должен меняться во времени по следующему закону $L_{\text{diff}}^2 \sim Dt$. Было показано, что в исследованных образцах наблюдается только квадратичная зависимость размера зарядовой области от времени, что говорит о том, что механизм транспорта чисто диффузионный, были определены коэффициенты диффузии для всех образцов. Исследование диссипации зарядов проводилось при различной температуре образца от комнатной до 120 °С, что позволило определить термическую энергию ловушек, по которым происходит транспорт заряда. Было показано, что энергия активации ловушек не существенно зависит от образца и составляет около 0,3 эВ, что согласуется с литературными данными.

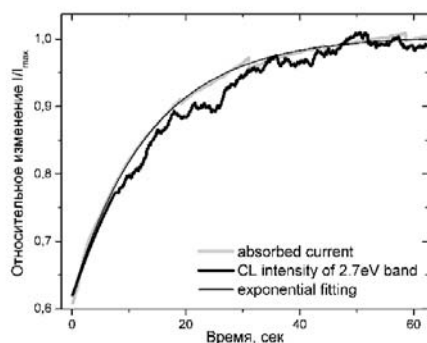


Рис. 2. Изменение тока поглощенных электронов и интенсивности полосы 2,7эВ в пленке после отжига при стационарном облучении электронным пучком

Скорость диссипации заряда в пленках HfO_2 и ZrO_2 существенно меньше, что скорее всего связано с большей энергией активации, что также согласуется с литературными данными [4].

Было исследовано изменение тока поглощенных электронов при длительном облучении электронным пучком на выбранных образцах. Было показано, что ток поглощенных электронов растет при

стационарном режиме облучения, достигает насыщения и имеет экспоненциальную зависимость (Рис. 2). Низкий поглощенный ток в начале облучения связан с захватом вторичных электронов ловушками и характерные времена этих процессов обратно пропорциональны вероятности захвата ловушкой электрона.

Были определены характерные времена изменения поглощенного тока при облучении образцов электронным пучком с энергией электронов 2,5 кэВ, током электронного пучка 1 нА и диаметром 10 микрон. Было показано, что при таких режимах облучения наблюдаются изменения интенсивности катодолюминесцентных полос диоксида кремния, связанных с люминесценцией собственных точечных дефектов диоксида кремния. При облучении образцов увеличивается интенсивность КЛ полос и достигает насыщения, при этом характерные времена этих процессов близки к характерным временам роста тока поглощенных электронов (Рис.2). Это позволяет предположить, что рост интенсивности связан с захватом ловушками вторичных электронов, например, если в незаряженном состоянии ловушка является центром безызлучательной рекомбинации.

Благодарности

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. О.В. Александрову и д.ф.-м.н. В.А. Гриценко за предоставленные образцы.

Литература

1. J. Robertson.// Rep. Prog. Phys. **69**, 327 (2006).
2. Т.В. Перевалов, В.А. Гриценко.// УФН **180**, 587 (2010).
3. K.N. Orekhova, D.A. Eurov, D.A. Kurdyukov, *et al.* // J. Alloy. Compd., v.678 pp. 434-438 (2016).
4. Д.Р. Исламов, В.А. Гриценко, В.Н. Кручинин, *et al.* // ФТТ, 60, 10 2006-2013 (2018).
5. Е.В. Иванова, А.А. Ситникова, *et al.* // ФТП **50(6)**, 807 (2016).
6. E.V. Ivanova, P.A. Dementev, A.A. Sitnikova, *et al.* // J. Electron. Mater., **47(7)**, 3969 (2018).

Синтез и исследование структуры гибридного материала на основе многостенных углеродных нанотрубок и наночастиц Ni

Б.С. Каверин¹, А.М. Объедков¹, Н.М. Семенов¹, К.В. Кремлев¹, С.А. Гусев²,
Д.А. Татарский², И.В. Вилков^{1,3}, П.В. Андреев³

1 Институт металлоорганической химии им. Г. А. Разуваева РАН, ул. Тropicина, д. 49, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*kaverin@iomc.ras.ru

В данной работе, декорирование МУНТ наночастицами Ni осуществлялось с применением технологии (MOCVD). В качестве металлоорганического прекурсора был использован никелоцен (NiCp₂). Полученные образцы, были охарактеризованы различными физическими методами. Морфология гибридного материала была изучена методами электронной микроскопии (СЭМ, ПЭМ, ВРПЭМ). Химический и фазовый состав, были определены при помощи анализа ЭДС, рентгеновской и электронной дифракций.

Введение

Использование многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ) в качестве одной из компонент в композитных материалах является нетривиальной задачей, в связи с их химической инертностью. Модификация поверхности МУНТ является решением данной проблемы. Возможна чисто химическая модификация на молекулярном уровне. Однако для введения в металлические или керамические матрицы предпочтительнее, декорирование поверхности наночастицами металлов и их оксидов, и карбидов. Полученные таким образом гибридные материалы имеют широкий спектр физических и химических свойств, обеспечивающих возможность их применения не только в составе композиционных материалов, но и индивидуально в качестве катализаторов, сенсоров и т.д. В данной работе, в качестве материала для декорирования МУНТ был выбран Ni – металл, являющийся ферромагнетиком, катализатором в процессах гидрирования, а также применяющийся в качестве катода в никелевых аккумуляторах. Помимо всего прочего, способность никеля адсорбировать хлор, рассматривается в последнее время, как эффективный метод дехлорирования дизельного топлива. [1] Таким образом гибридный материал со сложной структурой, которая обеспечивает максимальную доступную для взаимодействия поверхность наночастиц Ni, дистанционно разделённых на разветвлённой подложке из МУНТ может иметь практическую ценность.

Эксперимент

Осаждение Ni на МУНТ проводилось методом MOCVD в вакууме из паров NiCp₂. Температура испарителя прекурсора ~45 °С. Исследование ре-

жимов синтеза проводилось в интервале температур от 800 до 900 °С. На рис. 1а представлены исходные МУНТ, синтез которых подробно описан в [2]. Стадия нуклеации показана на рис. 1б. Согласно результатам РФА (рис.3б) и электронной микродифракции (рис. 3а) основной кристаллической фазой наночастиц является кубическая фаза Ni (COD 96-901-1604). Частицы размером ~ 50 нм генерируют рост вторичных МУНТ в виде боковых отростков (рис. 1в). Согласно нанодифракции (рис. 2б) ось вторичной УНТ совпадает с кристаллографическим направлением (111) каталитической наночастицы Ni (рис.2а). Результат ВРПЭМ (рис. 2в) свидетельствует об инкапсуляции наночастиц структурированным многослойным графеном.

Заключение

Нами было обнаружено, что нанесенные на МУНТ наночастицы Ni проявляют свои каталитические свойства, вызывая рост вторичных углеродных нанотрубок, являющихся боковыми отростками по отношению к исходным. Подобные результаты, были получены впервые методом MOCVD в одну стадию. Вышеописанный метод синтеза позволяет контролировано получать как гибридный материал на основе МУНТ, декорированных наночастицами Ni, так и гибридный материал на основе МУНТ с разветвлёнными боковыми отростками, в зависимости от режима синтеза.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИМХ РАН тема 45.8 (Рег. № АААА-А16-116122110057-9). В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

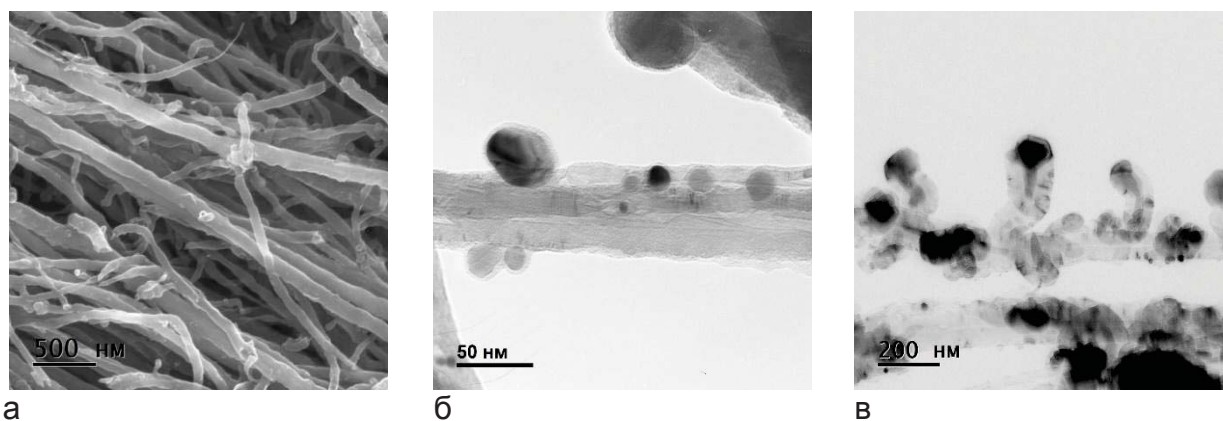


Рис. 1. Снимки СЭМ: а – исходных МУНТ, б – начальных стадий осаждения Ni (стадия нуклеации); в – снимок ПЭМ, вторичных отростков МУНТ

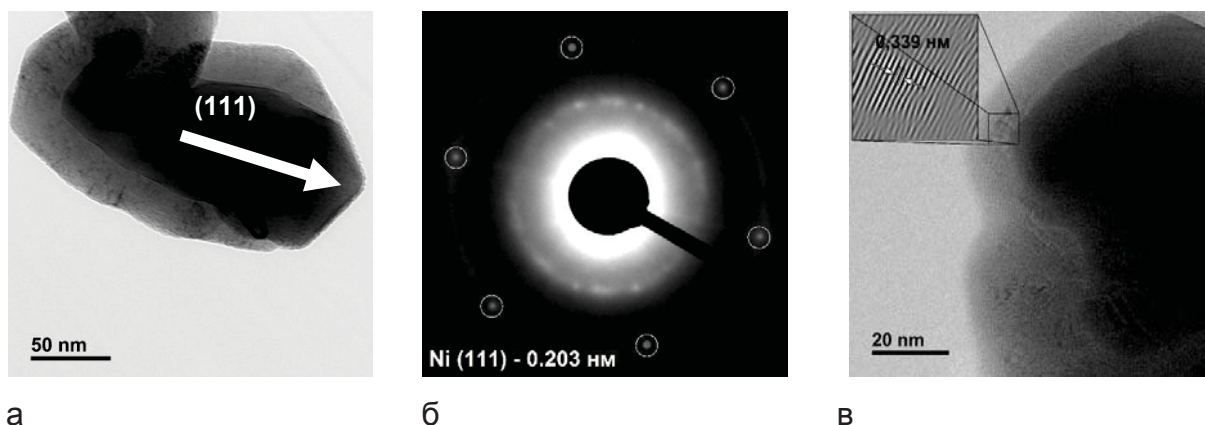


Рис. 2. Снимки элетронной микроскопии: а – ПЭМ, бокового отростка с инкапсулированной частицей Ni, б – нанодифракция от частицы, изображенной на рис. 2.а, в – снимок ВРПЭМ бокового отростка, наночастица инкапсулирована углеродными слоями

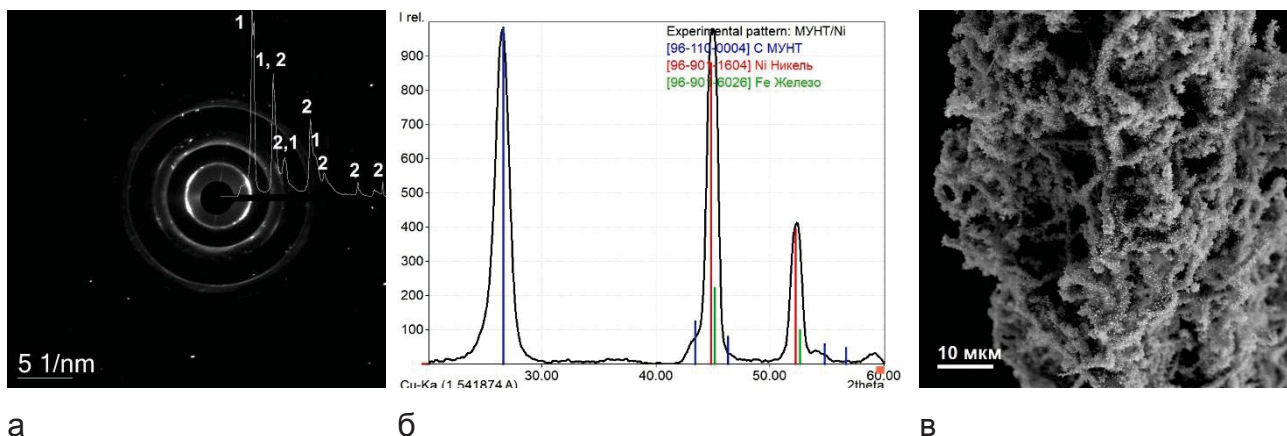


Рис. 3. а – снимок электронной микродифракции гибридного материала с профилированием, цифрами 1 отмечены пики, соответствующие МУНТ, 2 – кубического Ni ($Fm\bar{3}m$); б – дифрактограмма РФА с расшифровкой; в – снимок СЭМ образца гибридного материала (общий вид)

Литература

1. Chang Hyun Ko. Surface status and size influences of nickel nanoparticles on sulfur compound adsorption / Chang Hyun Ko, Jung Geun Park, Ji Chan Park, Hyunjoon Song, Sang-Sup Han, Jong-Nam Kim // ScinceDirect. – 2007 – V. 5. – P. 5864-5867.
2. Обьедков, А.М. Макроцилиндры на основе радиально ориентированных многостенных углеродных нанотрубок / А.М. Обьедков, Б.С. Каверин, В.А. Егоров, Н.М. Семенов, С.Ю. Кетков, Г.А. Домрачев, К.В. Кремлев, С.А. Гусев, В.Н. Перевезенцев, А.Н. Москвичев, А.А. Москвичев, А.С. Родионов. // Письма о материалах. – 2012. – Т.2. – С. 152-156.

Атомная картина структурных фазовых переходов в системе йод/никель. Симметрия подложки и структурные фазовые переходы в 2D слое йода на поверхности никеля

Н.С. Комаров^{1,*}, Т.В. Павлова^{1,2}, Б.В. Андрюшечкин^{1,2}

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

² Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики".

*nikita.voramok@gmail.com

В данной работе представлены результаты исследования адсорбции молекулярного йода на поверхности монокристаллов никеля методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и дифракции медленных электронов (ДМЭ) вместе с результатами моделирования атомной структуры поверхности на основе теории функционала плотности (ТФП).

Введение

Адсорбированные атомы могут формировать на монокристаллических поверхностях большое количество двумерных фаз, атомная структура которых в общем случае определяется потенциальным рельефом и симметрией подложки, величиной взаимодействия между атомами адсорбата, а также температурой подложки [1, 2]. Изучение структуры монослоев на различных монокристаллических гранях никеля имеет фундаментальный интерес с точки зрения выяснения механизма роста квазидвумерного слоя NiI_2 , имеющего специфическую зонную структуру и являющимся, согласно, теоретическим расчетам [3] ферромагнетиком.

Результаты и Обсуждение

В работе было установлено, что адсорбция йода на поверхность $\text{Ni}(111)$ приводит на первом этапе к формированию соразмерной структуры $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$, соответствующей степени покрытия $1/3$ монослоя (МС). ТФП расчеты показали, что атомы йода в структуре $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ занимают положения типа г.ц.к. между тремя атомами подложки. Увеличение степени покрытия в диапазоне $0.33 < \theta < 0.364$ МС приводило к изменению морфологии поверхности и формированию несоизмерной структуры (рис.1(а)). Атомный механизм фазового перехода (соразмерная - несоизмерная фаза) заключается в формировании периодического массива сверхплотных линейных доменных стенок (об-

ластей в которых плотность атомов оказывается выше, чем в окружающих доменах $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$). На рис.1(б) представлено СТМ-изображение, содержащее фрагмент максимально сжатой фазы со структурой $(11 \times \sqrt{3})R30^\circ$. Теоретические расчеты фазы $(11 \times \sqrt{3})R30^\circ$ подтвердили, что атомы в темных полосах занимают положение г.ц.к., а доменная стенка является суперпозицией областей атомов в мостиковом и г.п.у. положениях.

В случае адсорбции йода на грань $\text{Ni}(110)$ на первом этапе формируется соразмерная структура $c(2 \times 2)$. Фазовый переход из соразмерной в несоизмерную фазу происходит за счет непрерывного сжатия хемосорбированного слоя йода вдоль направления $[1\bar{1}0]$ с образованием плотных линейных доменных стенок (рис.1(в)). СТМ-изображение максимально сжатой фазы со структурой $c(37 \times 2)$ представлено на рис.1(г).

Наиболее сложная картина фазовых переходов наблюдалась для грани $\text{Ni}(100)$. Согласно СТМ данным, на первом этапе адсорбции при $\theta \approx 0.16 - 0.21$ МС, происходит формирование соразмерной структуры $p(2 \times 2)$ в виде отдельных антифазных доменов размером 30-60 Å. Вычисления, проведенные методом ТФП, показали, что полносимметричный центр между четырьмя атомами никеля, является энергетически наиболее выгодным. Дальнейшее увеличение степени покрытия поверхности йодом, приводит к появлению зигзагообразных сверхплотных доменных стенок, разделяющих соседние антифазные домены

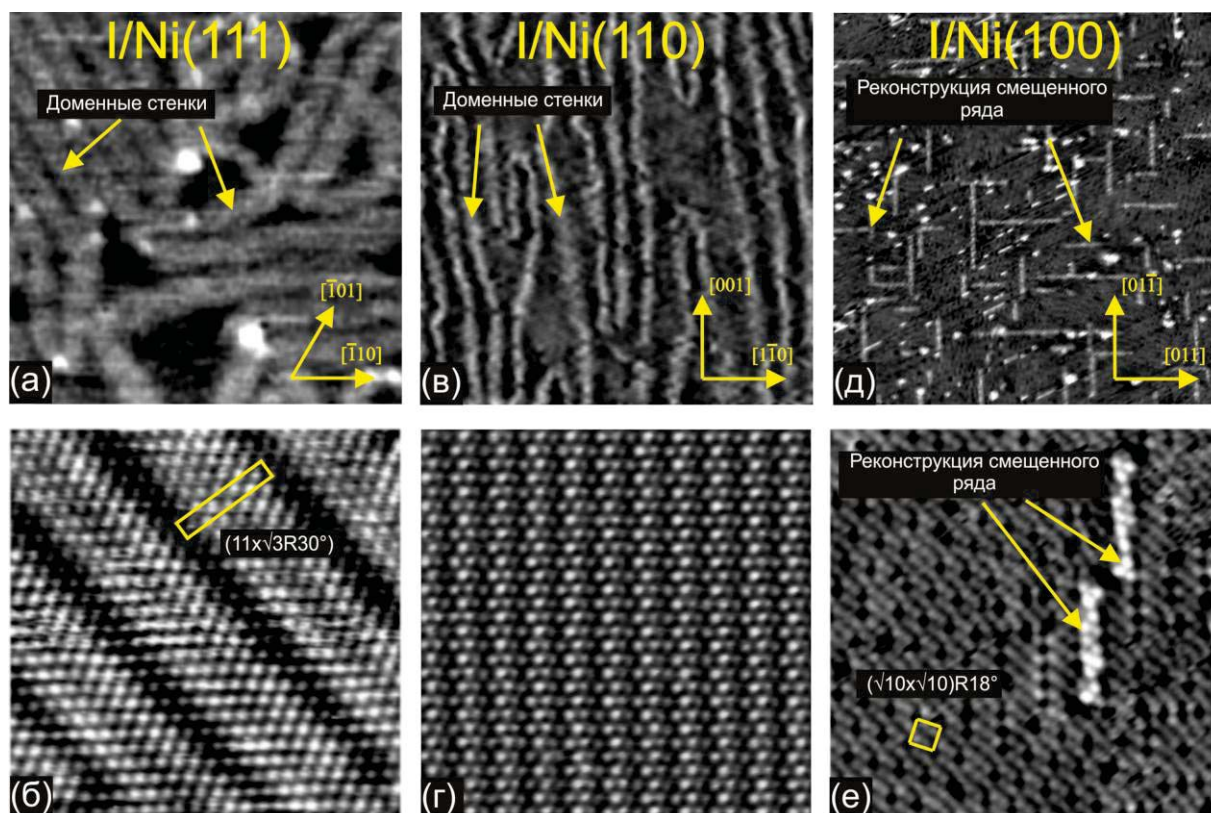


Рис. 1. СТМ-изображения йодированной поверхности Ni(111), Ni(110) и Ni(100): (а, в, д) – панорамные кадры $500 \times 500 \text{ \AA}^2$, (б, г, е) – соответствующие кадры высокого разрешения $100 \times 100 \text{ \AA}$.

$p(2 \times 2)$. Увеличение степени покрытия в диапазоне $0.26 < \theta < 0.44 \text{ МС}$ приводит к образованию ряда сосуществующих хемосорбированных фаз: $c(3 \times 2)$, $c(6 \times 2)$, $c(5 \times 2)$. Увеличение степени покрытия выше 0.44 МС приводит к серии реконструкционных фазовых переходов рис.1(д), в ходе которых структура верхнего слоя подложки изменяется. На рис.1(е) представлен СТМ – кадр, записанный с атомным разрешением, на котором видны области с реконструкцией $(\sqrt{10} \times \sqrt{10})R18^\circ$, а также с реконструкцией ‘смещенного ряда’. Используя ТФП моделирование, мы расшифровали атомные структуры реконструкций и рассчитали теоретические СТМ-изображения, которые находятся в согласии с экспериментальными данными.

Рост пленки йодида никеля (NiI_2) на второй стадии, происходит схожим образом на всех трех гранях никеля. При малой степени покрытия зародышеобразование двумерных островков NiI_2 происходит у естественных дефектов поверхности – краев атомных ступеней. Последующее увеличение степени покрытия приводит к росту островков NiI_2 , их агломерации и к формированию сплошной пленки йодида никеля. Объемный кристалл NiI_2 имеет структуру типа хлорида кадмия (CdCl_2) и состоит из последовательно

чередующихся гексагональных слоев I-Ni-I. В нашем случае для всех граней никеля на поверхности формируется пленка йодида никеля, состоящая из одного трислоя I-Ni-I. В зависимости от грани никеля, на которой происходит рост, решетка йодида в плоскости, параллельной подложке, несколько искажена, являясь в общем случае квазигексагональной. При этом параметры решетки отличаются от соответствующих объемных значений не более чем на 1.5%. Анализ муаровой сверхструктуры, наблюдавшейся помимо атомной модуляции, показал отсутствие интерфейсного слоя между слоем йодида никеля и подложкой, что не является характерным для ранее изученных систем галоген/металл [4].

Литература

1. I.F. Lyuksyutov, A. G. Naumovets, V. L. Pokrovsky, Two-dimensional crystals, Academic Press, Boston, (1992).
2. P. Bak // Rep. Prog. Phys., V. 45, 587 (1982).
3. V.V. Kulish, W. Huang // J. Mater. Chem. C, V. 5, 8734 (2017).
4. B.V. Andryushechkin, T. V. Pavlova, K. N. Eltsov // Surf. Sci. Rep., V. 73, 83 (2018).

Оценка неоднородности модуля упругости покрытия AlCrN с применением зондовых методов

Т.А. Кузнецова^{1*}, В.А. Лапицкая¹, Б. Вархолинский², А. Гилевич², С.М. Айзикович³, Б.И. Митрин³, Л.И. Кренев³, С.А. Чижик¹

¹ Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, Минск, Беларусь 220072

² Кошалинский Технологический университет, Кошалин, Польша, 75-453

³ Донской государственный технический университет, Ростов-на-Дону, Россия, 1344000

*kuzn06@mail.ru

Представлены результаты определения модуля упругости (Е) наноиндентированием (НИ) на различных участках покрытия AlCrN, полученных методом катодного дугового испарения, и содержащих, согласно результату сканирования поверхности, различные фазы. Установлено, что при среднем значении $E = 248$ ГПа и микротвердости $H = 24,5$ ГПа для всего покрытия, основная фаза покрытия имеет $E = 249$ ГПа, $H = 26,6$ ГПа, а равномерно распределенная в покрытии более мягкая фаза диаметром $1 - 3$ мкм имеет $E = 235$ ГПа, $H = 17,6$ ГПа. Методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) получены контрасты адгезионных сил, жесткости и деформации покрытия AlCrN.

Введение

При разработке новых покрытий трибологического назначения и расчете прочностных характеристик деталей механизмов с покрытиями точное определение модулей упругости контактирующих поверхностей имеет существенное значение. При контакте деталей микротехники механические напряжения в материале из-за малого размера контакта могут иметь значения в десятки ГПа даже при нормальных нагрузках в диапазоне миллиНьютонов. При наличии в покрытии различных фаз модуль упругости и соответственно напряжения в контакте на одной и той же поверхности могут отличаться существенно [1, 2]. В этом случае использовать для математического моделирования контакта одно значение модуля упругости для всего покрытия является ошибочным. Неоднородность среды следует учитывать в моделях. Целью данной работы являлось экспериментальное исследование участков покрытия AlCrN, содержащих различные фазы, НИ и АСМ с определением значений модуля упругости и значений контрастов адгезионных сил, деформации и жесткости в режиме PeakForce Tapping QNM.

Методика эксперимента

В данной работе исследовали покрытие состава AlCrN, нанесенное на полированную стальную подложку электродуговым испарением. Толщина

покрытия составляла около 3 мкм. Поверхность покрытия была обработана полировкой для снижения рельефа за счет удаления микрокапельной фазы. Измерения микротвердости H и модуля упругости E проводились на наноинденторе Hysitron 750 Ubi (США) путем внедрения алмазного индентора Берковича с радиусом закругления 200 нм с непрерывной регистрацией деформационных кривых зависимости глубины внедрения от приложенной нагрузки. Калибровку радиуса острия выполняли внедрением в калибровочный образец плавленого кварца. Определение H и E выполняли как с поверхности образца с удаленной микрокапельной фазой, так на шлифе поперечного сечения покрытий. Исследования неоднородности распределения фаз на поверхности образца проводились на атомно-силовом микроскопе Dimension FastScan (Bruker, США) в режиме PeakForce Tapping QNM с использованием стандартных кремниевых кантилеверов типа MPP-12120-10 (производство Bruker, США). Неоднородность фаз выявлялась за счет контраста адгезионных сил, режима деформации и жесткости. С использованием АСМ выполняли износ покрытия на участках различных фаз.

Результаты и их обсуждение

Согласно предварительно выполненному рентгенофазовому анализу, основная фаза, содержащаяся в покрытии – AlN [2]. Второй по количеству фазой, равномерно распределенной в покрытии в виде

округлых областей, является CrN. Согласно изображениям сканирующей электронной микроскопии, содержащим излом подложки с покрытием AlCrN, на которых одновременно присутствуют поверхность полированного покрытия и закаленной подложки, округлые очертания фаз, несколько углубленные после полирования, соответствуют контурам дисперсно упрочненных фаз в закаленной стали Р6М5. АСМ позволила выявить участки данных фаз по углубленному положению (рис. 1). Дополнительно фазы выделялись контрастом в режимах адгезионных сил, деформации и жесткости.

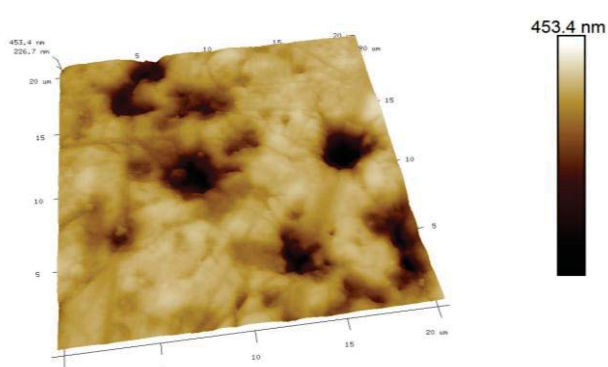


Рис. 1. АСМ-топография поверхности покрытия AlCrN после полировки, 20 x 20 мкм

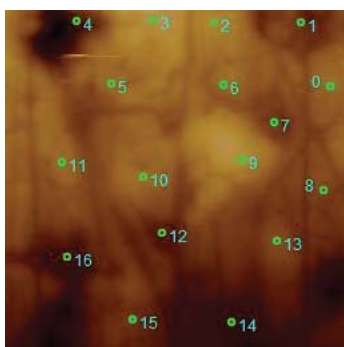


Рис. 2. Вид поверхности покрытия AlCrN с точками наноиндентирования, 10 x 10 мкм

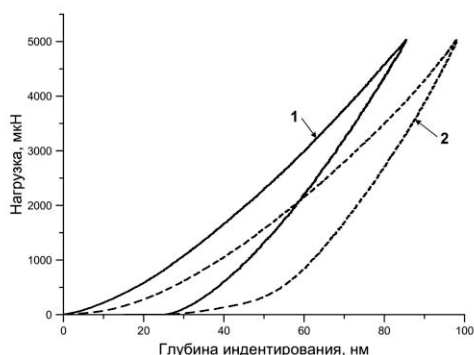


Рис. 3. Вид кривых наноиндентирования с участков покрытия AlCrN с разными фазами: 1 – основная более твердая фаза AlN, 2 – более мягкая, равномерно распределенная CrN

НИ показало, что при среднем значении $E = 248$ ГПа и микротвердости $H = 24,5$ ГПа для всего покрытия, основная фаза покрытия (AlN) имеет $E = 249$ ГПа, $H = 26,6$ ГПа, а равномерно распределенная в покрытии более мягкая фаза (CrN) диаметром 1 – 3 мкм имеет $E = 235$ ГПа, $H = 17,6$ ГПа (рис. 2, 3). С использованием алмазного зонда АСМ выполнен износ фаз AlN и CrN. Глубина износа фазы AlN составила 1,5 нм, тогда как для фазы CrN глубина износа при тех же условиях составила 111 нм. Различие в глубине износа сложно объяснить различными напряжениями в контакте зонд – фаза покрытия, так как они, согласно Е, определенным НИ, составили близкие значения 45,9 ГПа для AlN и 44,5 ГПа для CrN. Более сильное различие в значениях свойств поверхности фаз AlN и CrN получено с помощью значений жесткости в режиме PeakForce Tapping QNM. Они составили 182,9 Н/м для AlN и 6,2 Н/м CrN.

Заключение

НИ установлены значения модуля упругости и микротвердости покрытия AlCrN с учетом значений для отдельных фаз покрытия AlN и CrN. Значения, измеренные с поверхности полированного покрытия и определенные по поперечному сечению оказались близки с максимальными значениями в середине толщины покрытия. Выполнен износ отдельных фаз покрытия с использованием АСМ, получены контрасты адгезионных сил, жесткости и деформации поверхности покрытия после полировки. Различие в глубине износа составило сотни раз, тогда как различие в модулях упругости, определенных НИ, всего 14 ГПа, а в микротвердости 9 ГПа. Более сильное различие в значениях свойств поверхности фаз AlN и CrN (182,9 Н/м и 6,2 Н/м для жесткости) получено с помощью карт распределения жесткости, сил адгезии и деформации в режиме PeakForce Tapping QNM.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-57-00015, БРФФИ № Ф18Р-239 и № Т18ПЛШГ-002.

Литература

1. T. Kuznetsova, T. Zubar, S. Chizhik *et al.* // Journal of Materials Engineering and Performance, V. 25, Issue 12, pp 5450–5459 (2016).
2. B. Warcholinski, A. Gilewicz, O. Lupicka *et al.* Surf. Coat. Technol. 309 (2017) 920–930.

Определение размера микрочастиц в нитридных покрытиях с использованием АСМ

Т.А. Кузнецова¹, В.А. Лапицкая¹, А.В. Шаблюк¹, Б. Вархолинский², А. Гилевич²,
Чижик С.А.¹

¹ Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, 220072.

² Кошалинский Технологический университет. Польша, 75-453, г. Кошалин, ул. Снядецких, 2.

*kuzn06@mail.ru

Разработан алгоритм и представлены результаты определения размера микрочастиц в вакуумных нитридных покрытиях методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Получены зависимости высоты и диаметра микрочастиц защитных покрытий Mo(C)N и ZrN от содержания азота в реакционной камере. Показана лучшая чувствительность высоты микрочастиц к изменению режимов техпроцесса по сравнению с их диаметром.

Введение

Покрытия из нитридов переходных металлов достаточно давно используются в качестве защитных [1, 2]. От покрытий, используемых в современной технике, сейчас ожидают комплекса свойств и для защитных покрытий деталей и инструмента это чаще всего трибологические характеристики, которые в значительной степени зависят от микроструктуры поверхности: размера микрочастиц (микрокапельной фазы), зерен, размера фаз на поверхности. Одним из основных структурных элементов нитридных покрытий являются микрочастицы размером от 0,5 до нескольких микрометров (по другим источникам – микрокапельная фаза) [3, 4]. Для покрытий трибологического назначения микрочастицы (микрокапельная фаза) важны тем, что участвуют в образовании поверхностного измененного слоя, активно работающего в процессах трения, особенно в условиях так называемой «зеленой» обработки без использования смазочно-охлаждающих жидкостей. Инструментом, позволяющим дать многостороннюю характеристику поверхности покрытия, является АСМ. АСМ обеспечивает разномасштабную (от площадей сканирования 100 x 100 мкм до 100 x 100 нм и менее) визуализацию поверхности, позволяя изучать и микронную микрокапельную фазу и субмикронные и нанометровые зерна гладкой поверхности, по контрасту свойств выявлять среди них различные фазы [5]. Выявляя морфологию, АСМ позволяет определять не только диаметр частиц, но и их высоту. Целью данной работы является разработка алгоритма определения диаметра и высоты микрочастиц на поверхности вакуумных нитридных покры-

тий методом АСМ и определение влияния технологических режимов на высоту и диаметр микрочастиц микрокапельной фазы в покрытиях Mo(C)N и ZrN, полученных магнетронным распылением.

Методика эксперимента

Покрытия ZrN и Mo(C)N были сформированы методом реактивного магнетронного испарения на закаленных подложках из стали HS6-5-2, полированных до Ra = 0,02 мкм. ZrN и MoN получали в плазме газового разряда аргона-азота, а для покрытий Mo(C)N в вакуумную камеру добавляли ацетилен.

Исследования поверхности покрытий проводили на атомно-силовом микроскопе Dimension FastScan (Bruker, США) в режиме PeakForce Tapping QNM (Quantitative Nanoscale Mechanical Mapping) с использованием стандартных кремниевых кантилеверов типа MPP-12120-10 (производство Bruker, США). Распределение частиц по диаметру с заданием граничных условий по высоте частиц выполняли с использованием программного обеспечения NanoScope Analysis с применением прикладной функции Particle Analysis. На каждом образце были получены изображения (рис.1) и проанализированы по 3 точки. Каждая точка охватывала поля 60 x 60, 30 x 30 и 10 x 10 мкм. При анализе поля 30 мкм были исключены самые крупные частицы, которые уже участвовали в расчете средней высоты на поле 60 мкм. Аналогично были исключены частицы на поле 10 мкм, участвовавшие в расчете полей 30 и 60 мкм.

Результаты и их обсуждение

Средний диаметр частиц в поверхности покрытий ZrN, MoN и Mo(C)N попадает в узкий диапазон 2,02 – 2,59 мкм и при их определении оптической микроскопией практически совпадает. Возможности АСМ позволяют выявить различие между образцами и определить, что с увеличением содержания С в реакционной камере диаметр микрочастиц покрытия Mo(C)N монотонно возрастает.

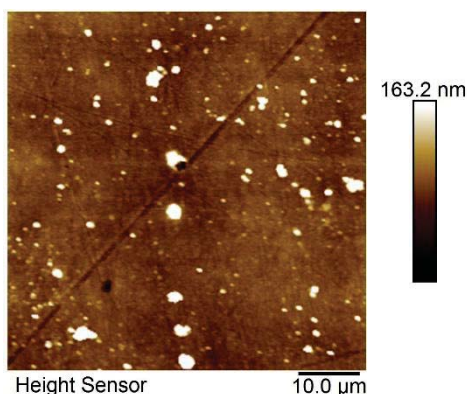


Рис. 1. АСМ-изображение поверхности образца с микрочастицами

В покрытии ZrN диаметры частиц различаются еще меньше, а при концентрациях N₂ в камере 4, 5 и 6 sccm практически совпадают и составляют 2,19 – 2,21 мкм. В этом случае параметром, позволяющим получить зависимость размера микрочастиц от технологических параметров является их высота (рис. 2 и 3). В целом при близких средних диаметрах микрочастиц их высота для покрытия Mo(C)N в 1,5 – 2 раза выше, чем у ZrN и составляет 397 – 526 нм в сравнении с 199 – 368 нм.

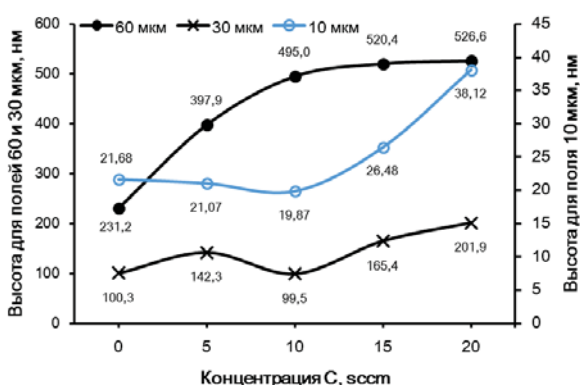


Рис. 2. Зависимость высоты частиц в покрытии Mo(C)N от концентрации углерода

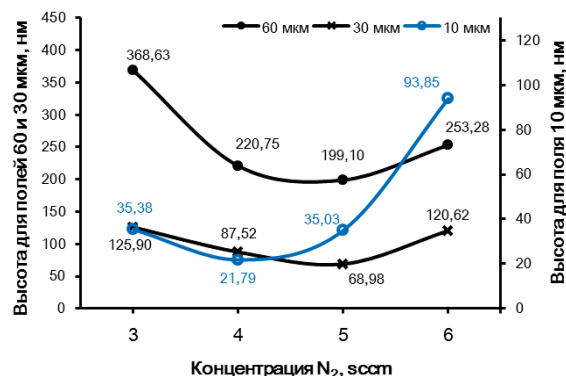


Рис. 3. Зависимость высоты частиц в покрытии ZrN от концентрации азота в вакуумной камере

Заключение

В результате определения размера микрочастиц на поверхности защитных покрытий ZrN и Mo(C)N методом АСМ получены зависимости высоты и диаметра частиц от количества азота в реакционной камере. Установлено, что высота микрочастиц является структурным фактором, в большей степени чувствительной к изменению режимов формирования, чем диаметр. Динамика изменений высоты частиц с изменением какого-либо режима техпроцесса может быть различной в разных масштабных группах изображения поверхности. Так высота микрочастиц с увеличением содержания N₂ в камере при осаждении покрытия ZrN, на поле 60 x 60 мкм может уменьшаться, а на поле 10 x 10 мкм – возрастать.

Работа выполнена при поддержке гранта № Т18ПЛШГ-002.

Литература

1. В. Warcholinski, Т.А. Kuznetsova, А. Gilewicz, et al. // J. of Mater Eng and Perform 27 (2018) 3940–3950
2. В. Warcholinski, А. Gilewicz, Т.А. Kuznetsova et al. // Surface & Coatings Technology 319 (2017) 117–128.
3. М.А. Андреев, Т.А. Кузнецова, Л.В. Маркова / Вестник Белорусского национального технического университета. – 2006. – № 5. – С. 52–58
4. В.В. Углов, В.М. Анишик, А.К. Кулешов и др. // Перспективные материалы. – 2003. – № 6. – С.5 – 11.
5. Т.М. Ulyanova, L.V. Titova, S.V. Medichenko, et al. // Crystallogr. Reports, 51, S1 (2006), pp.S144–S149.

Оценка износостойкости поверхности твердых покрытий с использованием АСМ

В.А. Лапицкая^{1*}, Т.А. Кузнецова¹, С.А. Чижик¹, Б. Вархолинский², А. Гилевич², С.М. Айзикович³, Б.И. Митрин³, Л.И. Кренев³, Д.В. Соловей¹

¹ Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, 220072.

² Кошалинский Технологический университет, Кошалин, Польша, 75-453.

³ Донской государственный технический университет, Ростов-на-Дону, Россия, 1344000.

*vasilinka.92@mail.ru

Представлены результаты определения методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) износостойкости покрытий ZrN, SiO₂ и Cu. Установлены зависимости удельного объемного износа и механических напряжений в контакте зонда АСМ с поверхностью от нормальной нагрузки на зонд при износе.

Введение

Тонкие покрытия последние десятилетия являются неотъемлемой частью техники и применяются в самых различных областях. Широкая гамма покрытий, кардинально различных по механическим свойствам, применяется от поверхностей контактных площадок до защитных слоев режущих инструментов. Покрытия диоксида кремния (SiO₂) используются в микроэлектронике, различных датчиках в качестве защитных, электроизолирующих покрытий. Износостойкость является одной из основных характеристик таких покрытий [1].

Направлением последних лет в механообработке поверхности является резание (истирание) нанометровых слоев с использованием АСМ [2]. Такая обработка отличается точностью контура, ей не свойственны посторонние загрязнения, которые встречаются после использования химических реагентов. АСМ как инструмент обработки поверхности позволяет реализовать нормальную нагрузку в диапазоне от нН до мН, что в сочетании с малым радиусом закругления острия зонда создает возможности для точного модифицирования поверхностей от мягких полимеров до твердых износостойких покрытий [3,4].

В данной работе с помощью АСМ проводили оценку износостойкости тонких покрытий ZrN, SiO₂ и Cu.

Методика эксперимента

Покрытия Cu, SiO₂ толщиной 100 нм и ZrN толщиной 3 мкм наносили методом магнетронного распыления. Покрытия ZrN были сформированы в

плазме газового разряда аргона-азота на закаленных подложках из стали HS6-5-2 диаметром 32 мм, полированных до Ra = 0,02 мкм. Покрытие ZrN осаждали при мощности магнетрона 700 Вт, расходе азота 4 см³/мин.

Исследования износостойкости покрытий проводились на АСМ Dimension FastScan (Bruker, США) в режиме Contact Mode с использованием кантилеверов с алмазным острием на кремниевой консоли типа DRP30_SS (TipsNano, Россия) для покрытий ZrN и D300 (TipsNano, Россия) для покрытий SiO₂ и Cu с жесткостью консоли 30-60 Н/м. Износ проводили при различных нагрузках на зонд и различной скорости движения зонда по поверхности. Полученный результат износа визуализировали в режиме PeakForce Tapping QNM. Объем изношенного материала определяли согласно АСМ-профилю через след износа. Удельный объемный износ определяли по отношению объема изношенного материала к нагрузке и длине пути индентора [4]. Механические напряжения в пятне контакта зонда АСМ с поверхностью покрытий определяли с помощью web-калькулятора контактных напряжений AMES (Advanced Mechanical Engineering Solutions) [5], задавая значения радиуса закругления зонда, модуля упругости покрытий и зонда.

Результаты и их обсуждение

Для отработки методики износа на АСМ с алмазным зондом использовалось покрытие меди толщиной 100 нм на кремниевой подложке. При износе изменялась нагрузка на зонд от 0,8 мкН до 8 мкН при постоянных параметрах: поле 1 мкм², скорость движения зонда 1,99 мкм/с, 5 циклов. Жесткость

консоли и радиус закругления зонда составляла 48,1 Н/м и 45,5 нм соответственно. Для полного износа покрытия меди до подложки понадобилась нагрузка в 0,8 мкН. Удельный объемный износ при этом составил $1,10 \cdot 10^{-10} \text{ м}^3/(\text{Н} \cdot \text{м})$.

Для износа покрытия SiO_2 использовался тот же зонд с жесткостью консоли 48,1 Н/м и радиусом закругления 45,5 нм. При нагрузке 0,8 мкН удельный объемный износ на покрытии SiO_2 составил $0,79 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/(\text{Н} \cdot \text{м})$. С увеличением нагрузки удельный объемный износ увеличивается по экспоненциальной зависимости (рис. 1). Для полного износа покрытия SiO_2 толщиной 100 нм до подложки понадобилась нагрузка на зонд 8 мкН. При этом удельный объемный износ составил $10,42 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/(\text{Н} \cdot \text{м})$. Контактное давление при нагрузке на зонд 8 мкН составило 16,56 ГПа (рис. 1).

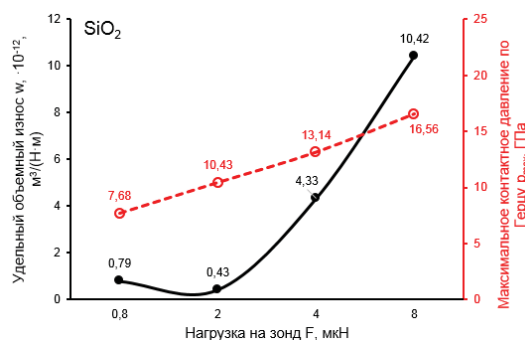


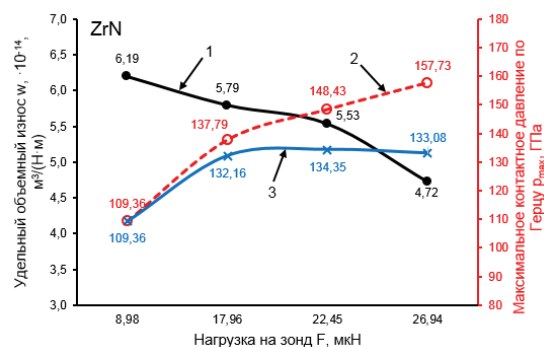
Рис. 1. Зависимость удельного объемного износа и контактного давления при износе для покрытия SiO_2

Износ покрытия ZrN при нагрузке на зонд 0,8 и 8 мкН и 5 циклах прохода зонда результатов, выявляемых АСМ не дал. Поэтому для износа покрытия ZrN нагрузку увеличили до 26,8 мкН, а количество циклов – до 40. При этом постоянными оставались следующие параметры: поле 1 мкм^2 , скорость движения зонда 4,07 мкм/с. Жесткость консоли и радиус кривизны зонда составили 47,2 Н/м и 31,0 нм соответственно. После проведенных испытаний на износ радиус закругления острия зонда увеличился до 40,2 нм. Из-за затупления зонда с ростом приложенной нормальной нагрузки глубина износа покрытия ZrN увеличивается незначительно, а удельный объемный износ уменьшается (рис. 2).

Заключение

Методом атомно-силовой микроскопии с использованием алмазного зонда определена износостойкость покрытий Сс, SiO_2 и ZrN. Установлены зависимости удельного объемного износа от нагрузки

на зонд. Для полного износа покрытия SiO_2 толщиной 100 нм до подложки понадобилась нагрузка на зонд 8 мкН и контактном давлении 16,56 ГПа, удельный объемный износ при этом составил $10,42 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/(\text{Н} \cdot \text{м})$. Удельный объемный износ покрытия ZrN с использованием АСМ составил



$6,19 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/(\text{Н} \cdot \text{м})$.

Рис. 2. Зависимость удельного объемного износа и контактного давления при износе для покрытия ZrN: 1 – удельный объемный износ; 2 – контактное давление без оценки изменения радиуса острия зонда; 3 – контактное давление с оценкой острия зонда

Благодарности

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-57-00015 и БРФФИ № Ф18Р-239, а также гранта ГКНТ-БРФФИ-Польша № Т18ПЛШГ-002.

Литература

1. Т.А. Kuznetsova [et al.] // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2018. – V. 443. – P. 012017.
2. Yan Y., Geng Y., and Hu Z. Recent Advances in AFM Tip-Based Nanomechanical Machining // International Journal of Machine Tools & Manufacturing. – 2015 (99), 1–18.
3. Sukhanova T. E., Kuznetsova T. A., Lapitskaya V. A. et al. Characterization of Multiblock (Segmented) Copolyurethane-Imides and Nanocomposites Based Thereof Using AFM, Nanotribology, and Nanoindentation Methods // Intechopen (2018). DOI: 10.5772/intechopen.
4. Т. А. Кузнецова, Б. Вархолински, Т.И. Зубарь и др. // Трение и износ. – 2017. – Т.38. – № 6. – с. 503–509.
5. <http://www.amesweb.info/HertzianContact/HertzianContact.aspx>.

Определение трещиностойкости МДО покрытий с визуализацией отпечатка АСМ

В.А. Лапицкая¹, Т.А. Кузнецова¹, С.А. Чижик¹, А.И. Комаров², Ю.И. Фролов³

¹ Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, 220072

² Объединенный институт машиностроения НАН Беларуси, Минск, Республика Беларусь, 220072

³ Белорусский национальный технический университет, Минск, Республика Беларусь, 220013

*vasilinka.92@mail.ru

Представлены результаты исследования методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) образцов МДО-покрытия исходного и после обработки лазерным излучением. Установлено, что лазерная обработка приводит к упрочнению МДО-покрытия. На покрытии до обработки трещины образуются при нагрузке 0,098 Н, а на покрытии после обработки – при нагрузке 0,490 Н.

Введение

Керамические покрытия, полученные микродуговым оксидированием (МДО) алюминия, благодаря высоким механическим, изоляционным, теплофизическим характеристикам и эксплуатационным свойствам, в настоящее время широко используются в машиностроении, в приборостроении, радиоэлектронике, авиационной и космической отраслях, в нефтегазодобывающей промышленности. Для повышения прочности МДО-покрытий применяют такие методы, как добавление дисперсных наноразмерных частиц в электролит при формировании поверхности покрытия, обработка лазерным излучением и др. [1,2].

Одним из основных физико-механических свойств керамических МДО-покрытий является трещиностойкость и ее контроль для таких покрытий обязателен. Распространенным методом определения трещиностойкости покрытия является метод индентирования путем внедрения пирамиды Виккерса в поверхность покрытия с последующим измерением параметров отпечатков и длины радиальных трещин у отпечатков [3]. Количественно трещиностойкость характеризуется критическим коэффициентом интенсивности напряжений K_{Ic} . При методе индентирования выбор правильного подхода и формулы расчета K_{Ic} зависит от вида формирующихся трещин и отношения длины трещины c , измеренной из центра отпечатка, к длине полудиагонали отпечатка a [3].

Для точного детектирования параметров отпечатка микротвердости, трещин на поверхности и в глубине отпечатка использовали метод атомно-силовой микроскопии (АСМ). Метод АСМ позволяет изучать

структуру отпечатка с разрешением до ангстрем, что позволяет выявлять особенности деформации и разрушения материала, не определяемые ни оптикой, ни СЭМ [4].

В данной работе с помощью АСМ проведены исследования трещиностойкости образцов МДО-покрытия исходного и после обработки лазерным излучением с отпечатками микротвердости.

Методика эксперимента

Микродуговое оксидирование образцов из алюминиевого сплава В95 проводилось в силикатно-щелочном электролите на основе дистиллированной воды с концентрацией натриевого жидкого стекла Na_2SiO_3 – 4 г/л, гидроксида калия КОН – 2 г/л в анодно-катодном режиме при плотности тока 55 А/дм^2 в течение 90 минут. Затем осуществлялось обработка керамического покрытия лазерным излучением с применением легирующей обмазки ZrO_2 . Параметры лазерной обработки были следующие: мощность излучения – 1 кВт, диаметр луча – 3 мм, скорость перемещения луча – 400 мм/мин.

Для исследования использовали шлиф поперечного сечения образца с МДО-покрытием. Отпечатки нанесены с помощью микротвердомера ПМТ-3 (производство Россия). Нагрузка на индентор составляла 10, 20, 30, 50, 100, 200, 300 и 500 гр.

Морфологию поверхности отпечатков исследовали на АСМ Dimension FastScan (Bruker, США) в режиме PeakForce Tapping QNM с использованием стандартных кремниевых кантилеверов типа NSC-11 (производство MicroMash, Эстония) с радиусом кривизны острого кончика зонда 12,2 нм и жесткостью консоли 6,74 Н/м.

Результаты и их обсуждение

По полученным АСМ-изображениям поверхности покрытий и отпечатков установлено, что лазерная обработка приводит к упрочнению МДО-покрытия и улучшению его стойкости к образованию трещин. Это подтверждают полученные результаты определения микротвердости по глубине внедрения и средней диагонали отпечатков (рис. 1) в диапазоне нагрузок от 0,098 до 2,941 Н (рис. 2).

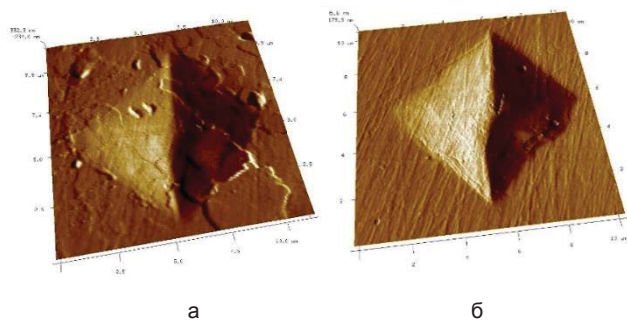


Рис. 1. АСМ-изображения поверхности отпечатков на МДО-покрытии исходном (а) и после обработки лазерным излучением (б), нагрузка 0,5 Н (поле сканирования 10x10 мкм)

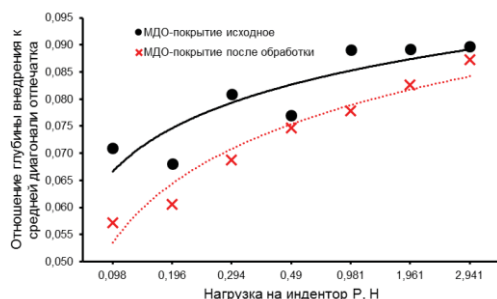


Рис. 2. Зависимость отношения глубины внедрения индентора к средней диагонали отпечатка от нагрузки на индентор

На исходном МДО-покрытии установлена неоднородность свойств материала по сечению. Трещины появляются уже при нагрузке 0,196 Н (табл. 1). На покрытии после лазерной обработки трещины появляются только при нагрузке 0,490 Н.

Повышение стойкости к образованию трещин можно объяснить переплавом алюмооксидной керамики (МДО-покрытия) с ZrO_2 , обладающим одним из высоких показателей трещиностойкости.

Таблица 1. Средняя длина трещин на МДО-покрытии до и после обработки лазерным излучением

Нагрузка P, Н	Средняя длина трещин, мкм	
	МДО-покрытие исходное	МДО-покрытие после обработки
0,098	–	–
0,196	2,39	–
0,294	3,82	–
0,490	5,60	2,94
0,981	6,25	5,02
1,961	11,01	5,90
2,941	11,56	6,44
4,903	скалывание	скалывание

Заключение

Методом атомно-силовой микроскопии исследована трещиностойкость МДО-покрытия до и после лазерной обработки. Установлено, что лазерная обработка приводит к упрочнению МДО-покрытия. На покрытии до обработки трещины образуются при нагрузке 0,098 Н, а на покрытии после обработки – при нагрузке 0,490 Н.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке ГПНИ «Энергетические системы, процессы и технологии» подпрограммы «Эффективные теплофизические процессы и технологии».

Литература

1. А.И. Комаров, П.А. Витязь, В.И. Комарова, Н.Н. Рожкова [и др.] // Сборник научных статей: Наноструктуры в конденсированных средах. Минск.– 2016.– С. 14-20.
2. А.С. Калинин, А.И. Комаров, В.И. Комарова, В.В. Мешкова [и др.] // Современные методы и технологии создания и обработки материалов Сб. науч. труд. в 3 кн. Минск– 2017. – С. 176-181.
3. В.А. Лапицкая [и др.] // Методолог. аспекты скан. зонд. микроскопии: сб. докл. XIII Международ. конф., Минск, 16-19 окт. 2018 г. - Минск: Беларуская навука. - 2018, С. 260-265.
4. Т.А. Кузнецова [и др.] //Матер. VI Белорус.семина. Методолог. аспекты скан. зонд. микроскопии, 12-15 окт. 2004 г.– Минск: ИТМО, 2004. – С. 54-59.

Методика *in-situ* исследования процессов формирования углеродных материалов из газовой фазы с помощью сканирующей туннельной микроскопии

А.Б. Логинов¹, Б.А. Логинов², Р.Р. Исмагилов¹, А.Н. Образцов¹

¹ МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы 1, г. Москва.

² МИЭТ, площадь Шокина 1, г. Зеленоград

*loginov.ab15@physics.msu.ru

Была создан метод СТМ и АСМ исследований процессов роста различных углеродных материалов из газовой фазы. Уникальной особенностью метода является возможность нагрева образца до 1200°C, при этом поле наблюдения не смещается до и после нагрева, что позволяет поэтапно изучать процессы роста материалов. Были исследованы особенности роста графена на сильно поликристаллических никелевых подложках, и выявлено, что графен формирует «нанопузырьки» размером 50-100 нм.

Введение

Углеродные материалы проявляют ряд уникальных свойств, привлекательных для электроники, оптоэлектроники и фотоники. Самым распространенным методом синтеза является химическое осаждение из газовой фазы. Несмотря на популярность этого метода, все еще остаются пробелы в понимании механизмов роста материалов. Обычно полученные образцы исследуются *ex-situ*, что дает усредненную информацию о процессах синтеза, зачастую некоторые детали процесса синтеза увидеть таким образом невозможно. Был создан метод, сочетающий *in-situ* и *ex-situ* наблюдения процесса роста материалов из газовой фазы.

Экспериментальная часть

Была разработана методика и реализующая её компактная установка для газофазного химического осаждения (chemical vapor deposition – CVD) углеродных материалов со встроенным сканирующим туннельным микроскопом (СТМ) [1]. Уникальной особенностью установки является возможность проводить *in-situ* исследования процессов формирования углеродных материалов [2], а также *in-situ* исследования каталитических и различных других процессов при высоких температурах с подпуском различных газов до давлений в диапазоне от 0,001 мбар до 100 мбар и выше. В одном из примеров реализации методики образец из никелевой фольги закрепляется на нагревателе из кремниевой пластины.

Путем пропускания постоянного тока через кремний регулируется температура образца, которая может достигать 1200°C. Кремниевая пластина помещена на тонкие и острые стальные иглы, идущие от кварцевого столика СТМ, подводящего образец к СТМ-зонду (рис.1). Такая конструкция сводит к минимуму термодрейф и предотвращает проскальзывания образца при тепловом расширении нагревателя, что позволяет наблюдать одну и ту же точку поверхности образца при прогреве и охлаждении в широком диапазоне температур.

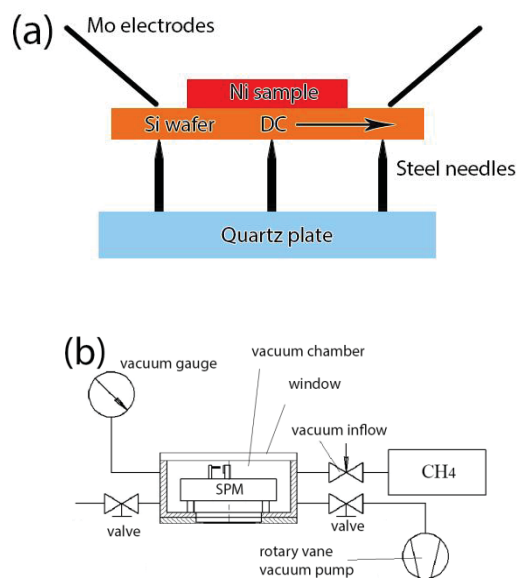


Рис. 1. а) - схема СТМ столика; (б) – схема камеры для CVD синтеза

Результаты

Были проведены эксперименты по синтезу графена. Образец нагревался в атмосфере метана при температуре около 750°C и давлении 10 мбар в течение 15 секунд и затем резко охлаждался. На полированной поверхности никеля вырастают графеновые участки (рис.2).

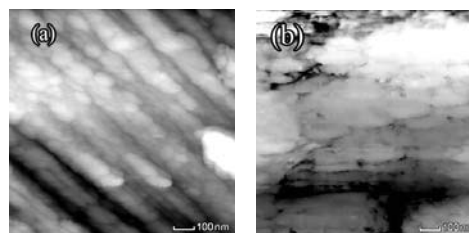


Рис. 2. СТМ-кадры в одной и той же точке образца, поле кадров 1мкм x 1мкм; (а) – исходная поверхность полированного никеля, (b) – выросшие на неё участки графена

Литература

1. A. B. Loginov, R. R. Ismagilov. Designing a scanning probe microscope for in situ study of carbon materials growth processes during chemical vapor deposition. *Journal of Nanophotonics*, 11(2017)032509.
2. A.N. Obraztsov, A.A. Zolotukhin, A.O. Ustinov, A.P. Volkov, Yu.P. Svirko. Chemical vapor deposition of carbon films: in-situ plasma diagnostics. *Carbon* 41 (2003) 836.

Зондовая микроскопия: путь к школьной парте и как это можно использовать

Б.А. Логинов

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», площадь Шокина, 1, Зеленоград, Москва, 124498.

b-loginov@mail.ru

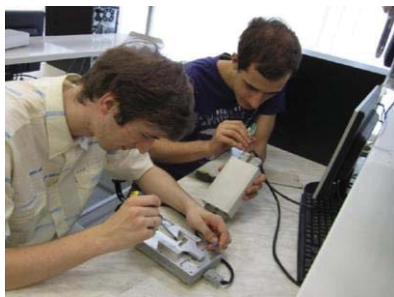
Развиваемые в последнее время вопросы профориентации школьников требуют организации их образовательной проектной деятельности, к которой хорошо подошло использование сканирующей зондовой микроскопии. Школьники не только активно осваивают эти микроскопы, не только сами или при кураторстве школьных учителей физики придумывают объекты и проблематику исследования для этой проектной деятельности, но и начинают реально участвовать в мировой науке, исследуя присылаемые им образцы от исследователей всего мира, что предлагается использовать.

МИЭТ, пройдя с 1992 года путь и серийного выпуска серийных зондовых микроскопов, и разработки их сложных спецприложений, и организации учебных курсов для бакалавров и магистров страны [1], перешёл к массовому подключению к зондовой тематике и школьников 7-11 классов. Неожиданно опыт работы со школьниками выявил их недоюжинные способности в области зондовой микроскопии, никак не уступающие возможностям бакалавров и магистров, а также неподдельный интерес именно к данной тематике, по статистике посещений перекрывший их интерес даже к робототехнике.

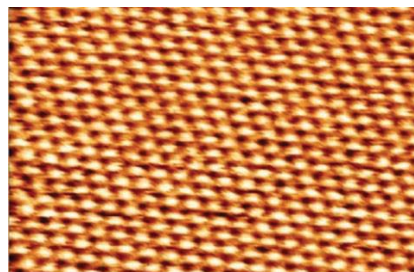
За один час (!) предпрофессионального экзамена, официально утверждённого для школ и ВУЗ-ов Московского региона, старшеклассники собирают предварительно разобранный зондовый микроскоп, ставят зонд, подготавливают образец, делают подвод и сканирование, обосновывают оптимальный метод фильтрации кадров, измеряют средние размеры просканированных объектов на кадре, и даже вычисляют размеры конструкции сканера при заданном поле сканирования, получив в результате успешной сдачи экзамена дополнительные шесть баллов к сумме всех их баллов ЕГЭ.



А



б



Графит(С) — 1 нм

в

Рис. 1. Набор деталей (а), сборка учащимися (б) и пример кадра (в) микроскопа СММ-2000

Вместо учебных образцов для них весьма интересны образцы тех материалов и объектов, которые исследуют настоящие учёные всего мира, при этом школьники с удовольствием узнают проблематику поиска, чаще всего добиваются правильных кадров искомых объектов, и из-за благодарности учёных становятся соавторами научных статей, ещё не поступив в ВУЗ, но уже осознав себя в качестве исследователей.

Всем исследователям мира, и особенно России, предлагается использовать этот молодой потенциал - они бесплатно и с удовольствием, в содружестве со своими учителями физики, поработают в контакте с Вами

с Вашими образцами на своих микроскопах, а высококачественных микроскопов с надёжным атомным разрешением и с большим количеством различных режимов работы у них уже немало в разных лицах, технопарках, кванториумах и образовательных центрах, в том числе в «Сириусе» в г.Сочи.

Литература

1. Логинов Б.А., Новые возможности в преподавании курсов по зондовой микроскопии и нанотехнологиям, Физическое образование в вузах, т.23, №4, 2017, стр. 71-78.

Магнитно-резонансная силовая микроскопия ферромагнитных наноструктур

В.Л. Миронов*, Е.В. Скороходов', М.В. Сапожников, Р.В. Горев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680, Россия.

*mironov@ipmras.ru

Приводятся результаты исследований спин-волновых резонансов в ферромагнитных наноструктурах методами магнитно-резонансной силовой микроскопии и микромагнитного моделирования.

В последние годы получила развитие методика исследования локальных СВЧ-свойств материалов и наноструктур - магнитно-резонансная силовая микроскопия (МРСМ), которая сочетает в себе преимущества магнитно-силовой микроскопии и методов резонансной СВЧ-диагностики. Основной идеей МРСМ является регистрация силового взаимодействия магнитного зонда с образцом при возбуждении ферромагнитного резонанса (ФМР) с помощью СВЧ-накачки.

В настоящей работе методы МРСМ применены для исследования спин-волновых резонансов в микрополосках пермаллоя. Спектры ФМР регистрировались с помощью магнитно-резонансного силового микроскопа [1], изготовленного в ИФМ РАН на базе зондового микроскопа «Solver - HV». Проведена серия экспериментов по исследованию микрополосок при различных ориентациях магнитного момента зонда и при различных направлениях внешнего подмагничивающего поля. Для интерпретации ФМР спектров была написана программа по микромагнитному моделированию вынужденных колебаний намагниченности и расчетов спектров и пространственных распределений резонансных мод. Кроме того, разработана программа по расчету МРСМ отклика от модельных распределений намагниченности, которая позволяет рассчитывать частотные и полевые зависимости МРСМ отклика, а также МРСМ изображения модельных объектов на резонансных частотах. В качестве примера, на Рис. 1(а) приведены экспериментальный и модельный МРСМ спектры микрополоски NiFe в поперечном магнитном поле. Получено удовлетворительное согласие между экспериментальными и модельными спектрами, что позволяет анализировать моды резонансных колебаний намагниченности образца (Рис. 1(б)).

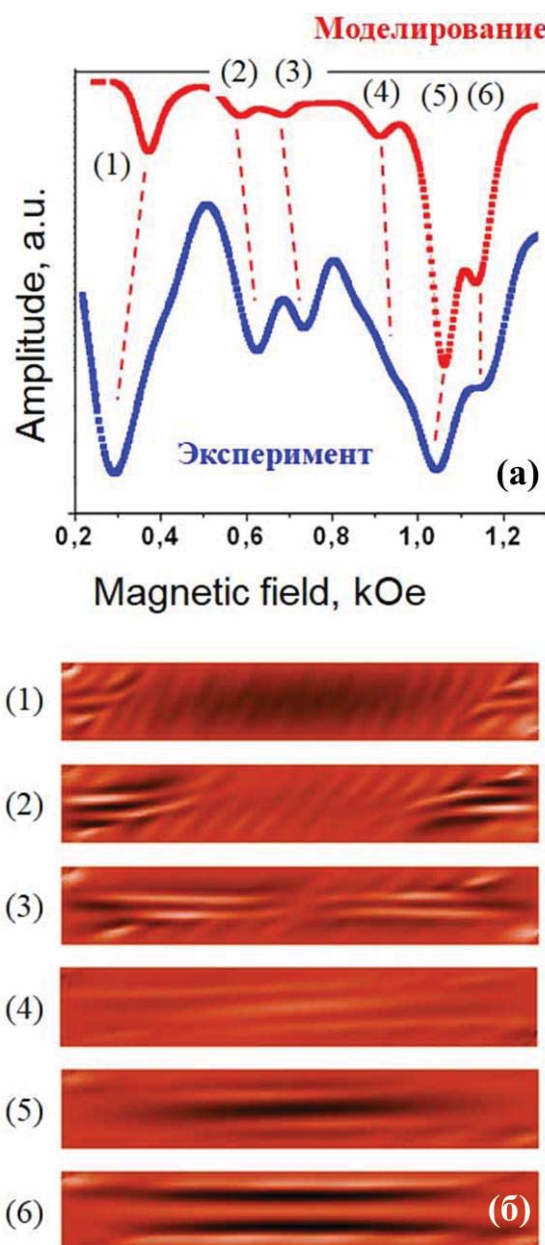


Рис. 1. (а) - Модельный и экспериментальный МРСМ спектры микрополоски NiFe в поперечном поле. (б) - Модельные распределения амплитуды колебаний намагниченности соответствующие резонансам, помеченным цифрами на Рис. 1 (а)

Важным параметром МРСМ эксперимента является ориентация магнитного момента зонда \vec{M} относительно образца [2,3]. Даже в простейшем случае, когда зонд представляет собой однородно намагниченную сферу, поле зонда сильно неоднородно. На Рис. 2 показаны области положительного и отрицательного градиента поля зонда при различных ориентациях вектора \vec{M} .

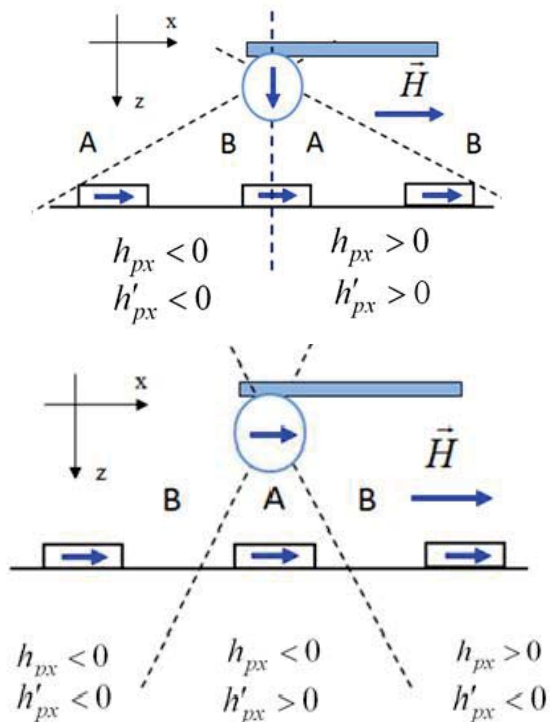


Рис. 2. Структура поля зонда в случаях, когда его магнитный момент направлен по нормали к образцу и в плоскости образца. Пунктирными линиями показано сечение конических областей, различающихся знаками проекций поля зонда и его градиента на ось x

Нами исследованы зависимости спектров ФМР от расстояния зонд-образец и от латерального места положения зонда относительно образца. В качестве примера, на Рис. 3(а) приведены МРСМ спектры массива микрополосок NiFe, зарегистрированные при разных расстояниях зонд-образец. Изменение спектра на малых расстояниях связано с изменением знака градиента поля зонда на соседних микрополосках массива [2]. На Рис. 3(в) показано МРСМ изображение образца на резонансной частоте 5.8 ГГц в подмагничивающем поле 300 Э [1]. Как видно из рисунка, максимумы контраста МРСМ изображения расположены непосредственно над центральными областями микрополосок.

Данные исследования проводятся при поддержке РФФ (проект 16-02-10254).

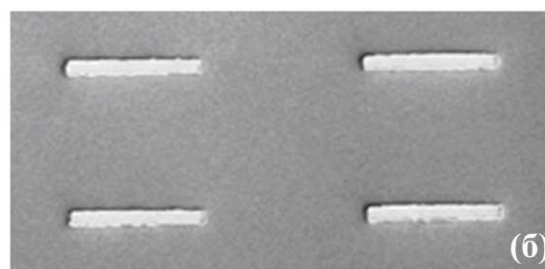
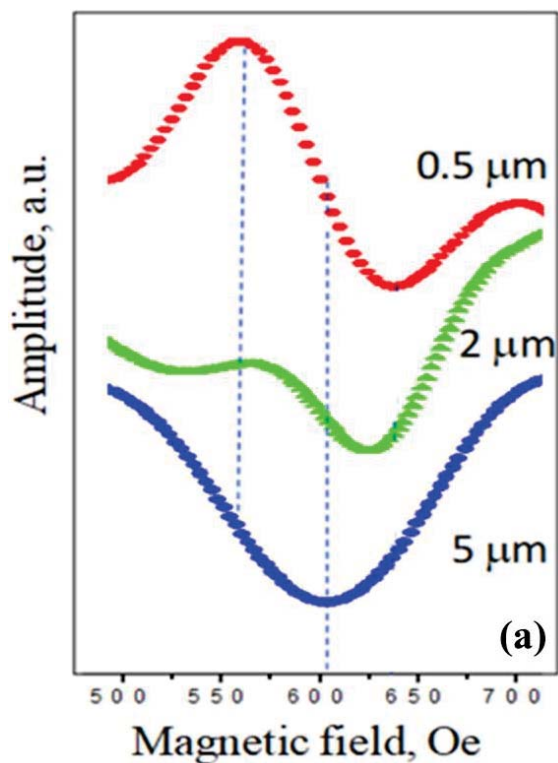


Рис. 3. (а) МРСМ спектр ФМР микрополоски NiFe. РЭМ (б) и МРСМ (в) изображения участка массива микрополосок. Пунктирными линиями показаны положения микрополосок. Размер кадра 11×4 мкм

Литература

1. Е.В. Скороходов, М.В. Сапожников, А.Н. Резник, В.В. Поляков, В.А. Быков, А.П. Володин, В.Л. Миронов, ПТЭ, № 5, 140 (2018).
2. Е.В. Скороходов, М.В. Сапожников, В.Л. Миронов, Письма в ЖТФ, 44(5), 49 (2017).
3. Е.В. Скороходов, М.В. Сапожников, Р.В. Горев, А.П. Володин, В.Л. Миронов, ФТТ, 60(11), 2213 (2018).

Пленки Вi-замещенных ферритов-гранатов для термомагнитной записи, фотоники и плазмоники: оптимизация условий синтеза с использованием сканирующей зондовой микроскопии

Т.В. Михайлова*, Е.В. Данишевская, А.Р. Прокопов, А.Н. Шапошников, В.Н. Бержанский, А.В. Каравайников, А.С. Недвига

Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, проспект Академика Вернадского, 4, Симферополь, 295007.

*tatvladismikh@cfuv.ru

В данной работе представлены результаты исследований по оптимизации условий синтеза пленок Вi-замещенных ферритов-гранатов методами жидкофазной эпитаксии и вакуумного напыления с кристаллизацией в процессе отжига.

Введение

Микро- и наноразмерные пленки Вi-замещенных ферритов-гранатов (Вi: IG) активно используют с целью построения элементов различных оптоэлектронных комплексов и устройств для передачи и обработки информации, оптических датчиков и визуализации магнитных полей [1]. На данный момент спектр доступных методов синтеза пленок Вi: IG достаточно широк [1-3], а свойства пленок Вi: IG значительно варьируются в зависимости от способа получения и целей применения.

Пленки Вi: IG для термомагнитной записи

Традиционный метод жидкофазной эпитаксии позволяет выращивать монокристаллические пленки Вi: IG для термомагнитной записи с низкой температурой Кюри ($T_C < 100^\circ\text{C}$) и высокой

коэрцитивностью H_C , созданной деформациями кристаллической решетки пленки при значительном рассогласовании периодов кристаллических решеток пленки a_f и подложки a_s . Установлено, что параметр рассогласования $\Delta a = (a_f - a_s)$ влияет на морфологию и шероховатость поверхности, период доменной структуры и определяет чувствительность пленок и пространственное разрешение записываемых реплик. На рисунке 1 показано, как изменяется блочная структура поверхности (а) и метастабильная доменная структура (б) пленок при изменении Δa . Толщина исследуемых образцов составляла от 4 до 6 мкм. Размер блоков на поверхности варьируется приблизительно от 1 до 5 мкм и минимален для пленок с Δa 0,084 и 0,099 Å. Определено, что пленка с $\Delta a = 0,099$ Å обладает наименьшим периодом метастабильной доменной структуры и наиболее чувствительна для записи с наименьшим пространственным периодом.

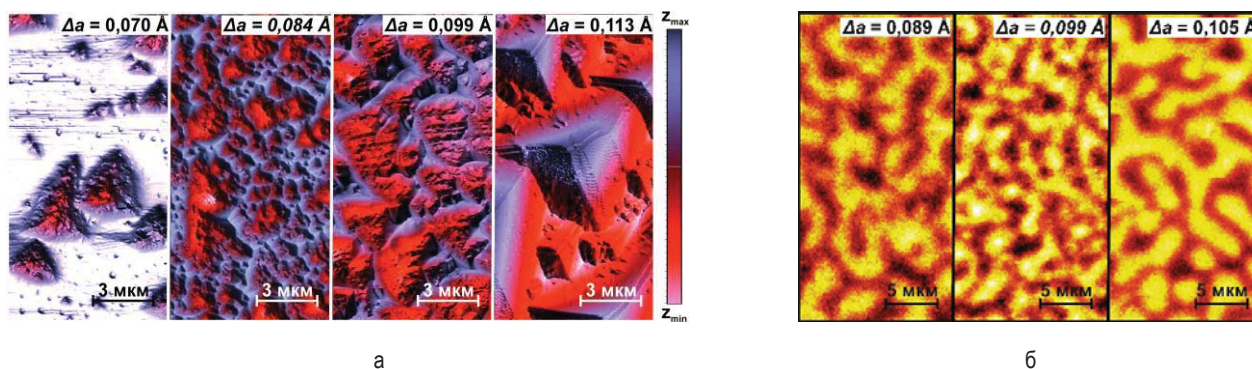


Рис. 1. АСМ-изображения поверхности (а) и МСМ-изображения метастабильной доменной структуры (б) микро- и наноразмерных эпитаксиальных пленок Вi: IG для термомагнитной записи при различных параметрах рассогласования Δa

Пленки Bi: IG для фотоники и плазмоники

Оптимизация параметров шероховатости и поиск оптимальных условий синтеза наноразмерных пленок Bi: IG актуальны для создания фотонно-кристаллических и магнитоплазмонных структур. Например, напыленные методом реактивного ионно-лучевого распыления и кристаллизованные на воздухе пленки Bi: IG для магнитофотонных кристаллов имеют поликристаллическую структуру, размеры зерен которой зависят от состава Bi: IG, температуры и длительности отжига, используемой подложки. Увеличение размера зерен приводит к увеличению шероховатости границ интерфейсов в фотонной структуре и ослаблению интерференционных эффектов. В данной работе с использованием АСМ и МСМ установлено влияние режимов кристаллизационного отжига и ионного ассистирования в процессе распыления на морфологию и доменную структуру наноразмерных пленок Bi: IG.

Показано, что увеличение температуры кристаллизационного отжига от 680 до 800°C при равной длительности приводит к образованию более развитого рельефа, увеличению параметров шероховатости и усредненного периода доменной структуры. Аналогичное изменение характерно и для образцов пленок Bi: IG, синтезированных с ионным ассистированием. Ионное ассистирование в процессе распыления не влияет на шероховатость и размер кристаллитов пленок Bi: IG.

Для однослойных и двухслойных пленок Bi: IG с различным содержанием Bi, кристаллизованных на подложках гадолиний галлиевого граната, показано, что шероховатость поверхности увеличивается в 2 – 2,5 раза при применении кратковременного высокотемпературного (800°C) отжига по сравнению с более длительным низкотемпературным (680-690°C) отжигом. При этом двухслойные пленки имеют наибольший размер кристаллитов. На рисунках 2 и 3 приведены АСМ изображения поверхностей пленок Bi: IG с концентрацией Bi 1 ат. / ф.е., подвергнутых высокотемпературному и низкотемпературному отжигам.

Установлено, что кристаллизация пленок Bi: IG с концентрацией Bi 1 ат. / ф.е. и двухслойных пленок Bi: IG на SiO₂ приводит к формированию неоднородной структуры поверхности с параметром среднеквадратичной шероховатости более 10,0 нм.

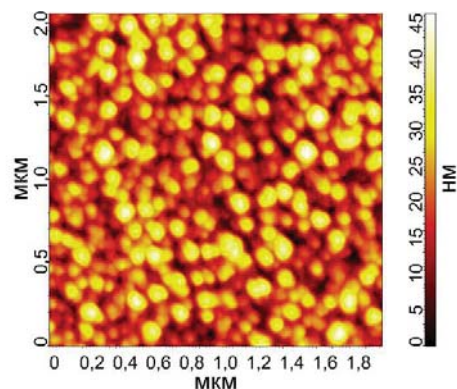


Рис. 2. АСМ изображение поверхности пленки Bi: IG, кристаллизованной высокотемпературным отжигом при 800°C

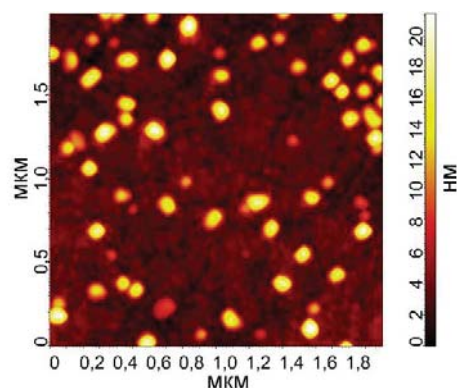


Рис. 3. АСМ изображение поверхности пленки Bi: IG, кристаллизованной низкотемпературным отжигом при 680°C

С целью снижения шероховатости слоев фотонно-кристаллических и магнитоплазмонных структур предложена технология «закрытого» синтеза наноразмерных пленок Bi: IG под тонким слоем SiO₂.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках базовой части государственного задания (номер проекта 3.7126.2017/8.9) и в рамках поддержанного федеральным государственным автономным образовательным учреждением высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского» гранта № ВГ13/2018.

Литература

1. V.N. Berzhansky, A.V. Karavainikov, T.V. Mikhailova *et al.* // JMMM, V. 440, 175 (2017).
2. Magnetophotonics (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013; eds. M. Inoue et al.).
3. S. Kahl, A.M. Grishin // Appl. Phys. Letters, V. 84, 1438 (2004).

Влияние количества аминокислотных остатков в олигопептидах на основе глицина на их самоорганизацию в пленках

А.С. Морозова¹, С.А. Заганшина¹, А.А. Бухараев¹, М.А. Зиганшин²

¹ КФТИ – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, г. Казань

² Казанский федеральный университет, г. Казань

* morozova_anna_s@mail.ru

Методами атомно-силовой микроскопии исследована самоорганизация ди- и трипептида на основе глицина в пленке под действием паров органических соединений.

Введение

В настоящее время активно развиваются исследования короткоцепных пептидов (олигопептиды) в связи с возможностью их широкого применения в различных областях, таких как оптика и энергетика, медицина, материаловедение и др. [1]. Главной особенностью олигопептидов является их способность к самоорганизации с образованием разнообразных структур: наночастиц, нанотрубок, наносфер и т. д. [2, 3]. Глицин входит в состав многих белков и биологически активных соединений. В организме человека участвует в синтезе глюкозы, играет важную роль в функционировании мозга [4]. Ди- и трипептид на основе глицина являются также биологически активными соединениями. Исследования свойств олигопептидов на основе глицина (глицил-глицин и глицил-глицил-глицин) представляют большой интерес в связи с возможностью его использования при производстве биологически активных и лекарственных препаратов.

В настоящей работе с помощью метода атомно-силовой микроскопии (АСМ) исследовано влияние количества аминокислотных остатков в олигопептидах на основе глицина на их самоорганизацию в пленках.

Методика эксперимента

В качестве объектов были использованы дипептид глицил-глицин (GG) и трипептид глицил-глицил-глицин (GGG). Растворы олигопептидов с концентрациями 1 мг/мл готовились растворением точной навески в смеси метанол-вода (в соотношении 1:1). В качестве подложек были использованы три атомарно-гладкие, отличающиеся по своим свойствам,

поверхности: гидрофобный высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ), гидрофильная слюда и монокристаллический кремний. На поверхность подложек пленки ди- и трипептида формировались методом капельного испарения

Подложку с нанесенной пленкой помещали в чашку Петри с 200 мкл растворителя. Не допускалось прямого контакта жидкого растворителя и образца. Далее чашку Петри герметизировали и выдерживали при комнатной температуре и влажности воздуха 60-83%. После насыщения проводилась сушка образца в потоке теплого воздуха 45°C. Для насыщения пленок GG и GGG использовались пары органических растворителей (сильных и слабых протонодоноров и протоноакцепторов)

Морфология поверхности пленок олигопептидов до и после насыщения парами органических соединений исследовалась методом атомно-силовой микроскопии на приборе Solver P47Pro (НТ-МДТ, Россия) с использованием стандартных кремниевых кантилеверов NSG-11 (НТ-МДТ, Россия) с резонансной частотой колебания от 114 до 259 кГц.

Результаты и обсуждения

Были получены АСМ изображения пленок ди- и трипептида на основе глицина на различных подложках. В случае гидрофобного ВОПГ на поверхности формируются аморфные пленки ди- и трипептида. На поверхности гидрофильной слюды формируется аморфная пленка дипептида, содержащая пирамидальные структуры (шероховатость на скане $7 \times 7 \text{ мкм}^2$ составляет $4.0 \pm 0.2 \text{ нм}$). Для трипептида на слюде наблюдается формирование протяженных аморфных слоев (шероховатость на

скане 10x10 мкм² составила $\sim 19.2 \pm 0.3$ нм). На поверхности гидрофильного монокристаллического кремния при самопроизвольном высыхании раствора ди- и трипептида формируются кристаллические структуры. Вероятно, кристаллическая структура подложки в этом случае способствует формированию кристаллов. Для управления морфологией пленок и для формирования различных типов наноструктур на их поверхности более подходящими являются аморфные пленки, обладающие избыточной энергией по сравнению с кристаллами. Поэтому для получения аморфных пленок ди- и трипептида на поверхности кремния были разработаны специальные методики.

Установлено, что природа паров органических соединений и подложка, на которой сформированы пленки ди- и трипептида, оказывают значительное влияние на морфологию пленок. Сильное взаимодействие слюды и пленки GG могут преодолеть сильные протонодоноры (метанол, этанол) и протоноакцептор (пиридин). Слабые протонодонор хлороформ и протоноакцептор ацетонитрил не меняют морфологии пленки дипептида, нанесенной на слюду, однако способны инициировать изменение морфологии пленки GG, нанесенной на ВОПГ и кремний.

Структурирование аморфной пленки трипептида, нанесенной на гидрофобный ВОПГ, происходит под действием паров слабых протонодонора (дихлорметан) или протоноакцептора (бензол). При использовании в качестве подложек слюды или кремния указанные растворители влияния на пленку GGG не оказывают. По-другому обстоят дела с сильными протонодонорами (спирты) и протоноакцептором (пиридин). В этих случаях парам растворителей удается преодолеть силу взаимодействия пленки с подложкой, на поверхности пленки формируются наноструктуры.

Выводы

Установлено, что подложка оказывает значительное влияние на морфологию начальной пленки дипептиды и трипептида. В случае ВОПГ и слюды аморфные пленки образуются в результате самостоятельного высыхания раствора GG и GGG. В то время как кремний индуцирует самосборку ди- и трипептида даже при относительно небольших концентрациях. Поэтому была разработана методи-

ку, позволяющую получить аморфную пленку GG и GGG на поверхности кремниевой подложки.

Было выявлено влияние количества аминокислотных остатков при нанесении растворов GG и GGG на поверхность слюды. На поверхности гидрофильной слюды формируется аморфная пленка дипептида, содержащая пирамидальные структуры, тогда как пленка трипептида формируется из протяженных аморфных слоев. Для ВОПГ и кремния обнаружено аналогичное поведение для ди- и трипептида. На ВОПГ формируются аморфные пленки. В случаях использования в качестве подложки кремния в обоих случаях для формирования аморфных пленок требовалась разработка специальной методики.

Было обнаружено, что пленки ди- и трипептида глицина, нанесенные на ВОПГ, имеют схожее поведение при воздействии паров органических соединений, в обоих случаях формируются наноструктуры. Для пленок ди- и трипептида, нанесенных на слюду влияние оказывали только пары сильных протонодоноров и протоноакцепторов. Различное поведение было обнаружено для пленок, нанесенных на кремний. Действие сильных и слабых протонодоноров и протоноакцепторов приводило к формированию наноструктур GG. В то время как для GGG только действие сильных протонодоноров и протоноакцепторов могло преодолеть взаимодействие трипептида с подложкой. То есть увеличение длины молекулы привело к более сильному взаимодействию с кремнием.

Полученные результаты могут быть полезны для разработки методики управляемой самоорганизации короткоцепных олигопептидов под действием паробразных соединений.

Литература

1. S. Kim, J.H. Kim, J.S. Lee, C.B. Park // Small, V.11 (2015).
2. C. Guo, Y. Luo, R. Zhou, G. Wei // Nanoscale, V. 6 (2014).
3. A.M. Smith, E.F. Banwell, W.R. Edwards, M.J. Pandya, D.N. Woolfson // Adv. Funct. Mater., V. 16 (2006).
4. M. Akram, M. Altaf, Kabir-ud-Din // Biointerfaces, V.82 (2011).

Исследование однослойного германена на поверхности Al(111)

Д.А. Музыченко^{1,*}, С.И. Орешкин², В.И. Панов¹, С. Van Haesendonck³, А.И. Орешкин¹

¹ Физический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия.

² Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга, 119992, Москва, Россия.

³ Laboratory of Solid-State Physics and Magnetism, Department of Physics and Astronomy, KULeuven, BE-3001 Leuven, Belgium.

*mda@spmlab.ru

В работе исследован рост однослойного германена на поверхности Al(111) методом сверхвысоковакуумной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) в сочетании с численным моделированием в рамках теории функционала плотности (ТФП). Экспериментально показано сосуществование двух поверхностных фаз германена периодичностью: $\sqrt{7}\times\sqrt{7}R\pm 19^\circ$ и (3×3) , формирующихся на поверхности Al(111). Обе фазы сосуществуют в широком температурном интервале роста: от комнатной температуры до 230°C, и формируются независимо друг от друга. Численное моделирование в рамках ТФП показало, что наблюдаемые в эксперименте структуры могут быть хорошо описаны моделью однослойного германена периодичностью (2×2) внутри поверхностных ячеек $\sqrt{7}\times\sqrt{7}R19^\circ$ и (3×3) по отношению к Al(111)(1×1).

Введение

В настоящее время исследование 2D-систем в основном фокусируется на двух видах материалов: графеноподобных материалах и дихалькогенидах переходных металлов. В обоих из них присутствуют необычные двумерные электронные свойства: псевдоспин и связанная с ним хиральность электронов в графеноподобных материалах. Кроме того, графен обладает высокой подвижностью носителей, высокой теплопроводностью, низким поглощением в спектре белого света, высоким модулем Юнга, высокой удельной площадью поверхности и другими интересными физическими свойствами. Монослойные покрытия, аналогичные графену и содержащие атомы Si и Ge также были предсказаны и получены в ходе экспериментов. В отличие от графена германен и силицен показывают наличие запрещенной зоны в своих спектрах, возникающей за счет наличия sp^3 -гибридизации. При этом величина запрещенной зоны может варьироваться за счет приложения внешнего электрического поля. Такие необычные свойства с большей степенью вероятности реализуемы в германене за счет большей спин-орбитальной связи. На теперешний момент рост германена с тем или иным успехом был реализован на поверхностях Au(111), Pt(111) и Al(111). Среди них поверхность Al(111) представляет наибольший интерес, так как она обладает требуемой гексагональной симметрией с параметром решетки, близким к ожидаемому для успешного роста графено-подобного слоя Ge. Кроме того, Al представляет простой металл, на кото-

ром отсутствует реконструкция поверхности, а поверхностная электронная плотность определяется орбиталями s -типа. Однако, до теперешнего времени вопрос о симметрии наблюдаемой структуры германена на этой поверхности остается не выясненным.

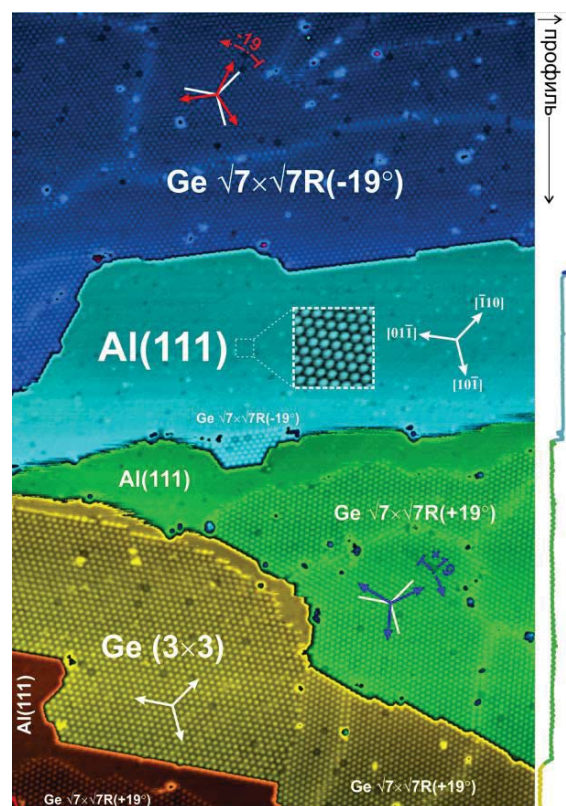


Рис. 1. Топографическое СТМ изображение 2D островков однослойного германена на поверхности Al(111) периодичностью (2×2) внутри поверхностных ячеек $\sqrt{7}\times\sqrt{7}R19^\circ$ и (3×3) по отношению к Al(111)(1×1)

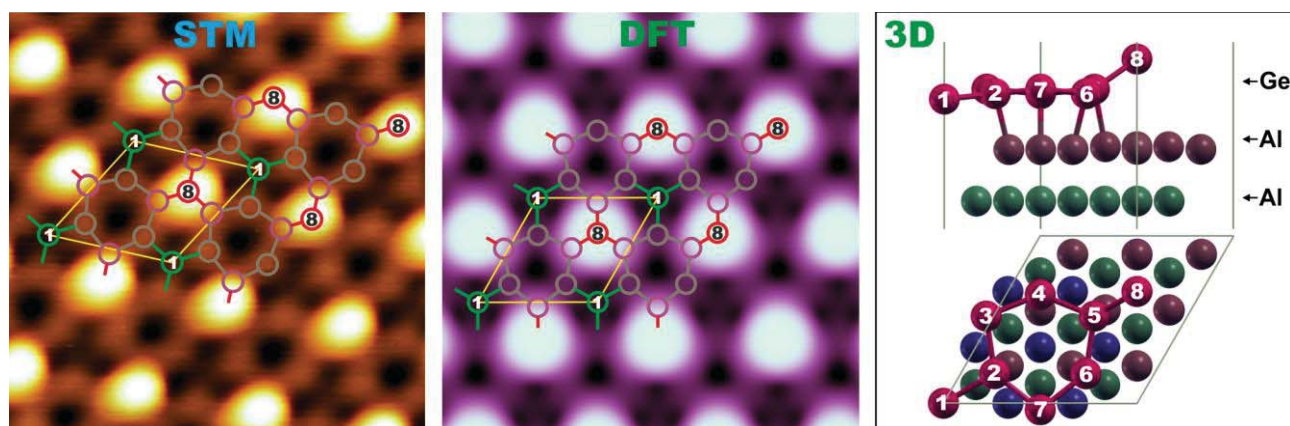


Рис. 2. СТМ изображение высокого разрешения поверхности германена периодичностью (3×3) и рассчитанное в рамках ТФП СТМ изображение поверхности Al(111), покрытой однослойным германеном с сильным “buckling” эффектом

Рост однослойного германена на поверхности Al(111)

Экспериментально, с помощью сверхвысоковакуумного (СВВ) СТМ (10^{-11} мбар) были исследованы начальные стадии роста однослойного германена на поверхности Al(111). В качестве образца использовался монокристалл Al(111), поверхность которого очищалась в условиях СВВ путем бомбардировки ионами Ag^+ с энергии пучка 2 кэВ с последующим термическим отжигом при температуре 560°C . Германий наносился на подготовленную поверхность методом термического распыления со скоростью 0.1 монослоя в час.

В результате серии экспериментов по адсорбции атомов Ge на поверхность Al(111) был продемонстрирован одновременный рост двух поверхностных фаз (Рис. 1) с периодичностью: $\sqrt{7} \times \sqrt{7} R19^\circ$ и (3×3) . Исследование показало, что обе фазы зарождаются и сосуществуют в широком температурном интервале роста: от комнатной температуры до 230°C , и растут независимо друг от друга. При дальнейшем увеличении температуры подложки наблюдалось полное исчезновение визуальных признаков присутствия атомов Ge на поверхности Al(111).

Показано, что германиевые структуры с периодичностью (3×3) образуют идеальные протяженные 2D области без нарушения дальнего порядка (Рис. 1), в то время как структуры с периодичностью $\sqrt{7} \times \sqrt{7} R19^\circ$ имеют сильно ограниченный дальний порядок и содержат большое количество доменных границ, на которых происходит смещение периодичности структуры на $\frac{1}{2}$ периода элементарной ячейки $\sqrt{7} \times \sqrt{7} R19^\circ$.

Наличие доменных границ в структуре $\sqrt{7} \times \sqrt{7} R19^\circ$ связано, по всей видимости, с худшим согласованием решеток выращенного слоя германена и подложки Al(111), по сравнению со структурой (3×3) .

Численное моделирование в рамках ТФП показало, что наблюдаемые в эксперименте структуры могут быть хорошо описаны моделью однослойного германена с периодичностью (2×2) внутри поверхностных ячеек $\sqrt{7} \times \sqrt{7} R19^\circ$ и (3×3) по отношению к Al(111)(1×1). Элементарная поверхностная ячейка как для структуры (3×3) , так и для $\sqrt{7} \times \sqrt{7} R19^\circ$, содержит 8 атомов Ge. На Рис. 2 приведена 3D модель оптимизированной структуры германена с периодичностью (3×3) , из которой видно, что из 8-ми атомов Ge, один атом в ходе релаксации сильно сдвигается вверх (атом 8 на Рис. 2), а один смещается вниз (атом 1 на Рис. 2). Остальные шесть атомов испытывают смещение в основном в плоскости поверхности, что приводит к искажению гексагонального 6-ти атомного кольца германена (Рис.2). Прямое сравнение экспериментальных результатов и результатов численного моделирования СТМ изображений показало, что наблюдаемые структуры действительно являются однослойным германеном с сильным “buckling” эффектом, а основной вклад в СТМ изображения дает наиболее приподнятый над поверхностью атом германия, что обеспечивает гексагональную плотноупакованную симметрию СТМ изображений с периодичностью (3×3) и $\sqrt{7} \times \sqrt{7} R19^\circ$.

Таким образом, в работе показана возможность формирования двух типов однослойного искаженного (включая sp^2 и sp^3 -гибридизацию) германена на поверхности Al(111).

Использование планарных пермалловых микрочастиц для детектирования механических напряжений

Н.И. Нургазизов*, Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, А.П. Чукланов, И.В. Русских, Ю.В. Садчиков

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

*niazn@mail.ru

Приводятся результаты исследования изменения магнитной структуры планарных пермалловых микрочастиц под действием механического напряжения. Размер исследовавшихся частиц 8×8 мкм², высота 15°–40 нм. Найден диапазон напряжений, в котором частицы могут эффективно использоваться для детектирования механического напряжения.

Изменение магнитных свойств материала при механическом воздействии (магнитоупругий эффект или эффект Виллари) можно использовать для количественной оценки этих воздействий. Механические напряжения, возникающие в приповерхностном слое твердой подложки, на которой расположены планарные многодоменные микрочастицы, могут оказывать влияние на их магнитную структуру, что позволяет использовать частицы в качестве детектора механических напряжений, с пространственным разрешением сопоставимым с размером частицы. В данной работе такие исследования выполнены на примере пермалловых (Рy) микрочастиц.

Магнитно-силовая микроскопия пермалловых частиц

Исследования проводились на планарных квадратных Рy частицах, с латеральными размерами 8×8 мкм² и высотой от 15 до 40 нм (рис. 1а). Расстояние между соседними частицами составляло 5 мкм для того, чтобы исключить взаимное влияние магнитных моментов. Частицы формировались на поверхности полированной стеклянной или кремниевой подложки при помощи напыления через плотно прижатую металлическую сетку в условиях сверхвысокого вакуума (установка «Multiprobe P», Omicron). Использовался метод распыления твердотельной мишени электронным лучом. Мишень была изготовлена из промышленного сплава 79НМ (Ni79%, Fe16%, Mo4%). Для магнитно-силовой микроскопии (МСМ) полученных частиц использовались сканирующие зондовые микроскопы Solver P47 и Solver HV (НТ-МДТ), оснащенные магнитными зондами Multi75М-G (BudgetSensors). Было показано, что 8-микронные частицы при отсутствии механических напряжений имеют классиче-

скую 4-доменную структуру (рис. 1б), с доменами равными по размеру, аналогично исследовавшимся ранее 25-микронным частицам [1].

Для создания механического напряжения в частицах подложка упруго изгибалась при помощи специального держателя. Изгиб приводил к растяжению частиц, и, поскольку используемый Рy обладает отрицательным коэффициентом магнитострикции, за счёт эффекта Виллари увеличивался размер тех доменов, намагниченность которых была перпендикулярна направлению растяжения (рис. 1в). МСМ измерения показали, что 8-микронные частицы сохраняют 4-доменную структуру даже при высоких значениях механического напряжения (вплоть до механического разрушения подложки), в отличие от 25-микронных частиц, в которых при высоких напряжениях наблюдался переход 7-доменное состояние.

Для интерпретации полученных МСМ изображений использовалось моделирование распределения намагниченности в частицах при помощи программного пакета OOMMF [2] и на основе полученного распределения строилось виртуальное МСМ изображение при помощи разработанной ранее программы «Виртуальный микроскоп» [3]. При этом варьировался коэффициент одноосной анизотропии (параметр, который характеризует магнитоупругую анизотропию, наведенную механическим напряжением), и подбирались такие его значения, чтобы виртуальное и экспериментальное изображения совпадали. Моделирование 7-доменного состояния частицы позволило установить, что при этом ее полная энергия существенно выше, чем энергия в 4-доменном состоянии, что и объясняет отсутствие частиц в 7-доменном состоянии при МСМ измерениях.

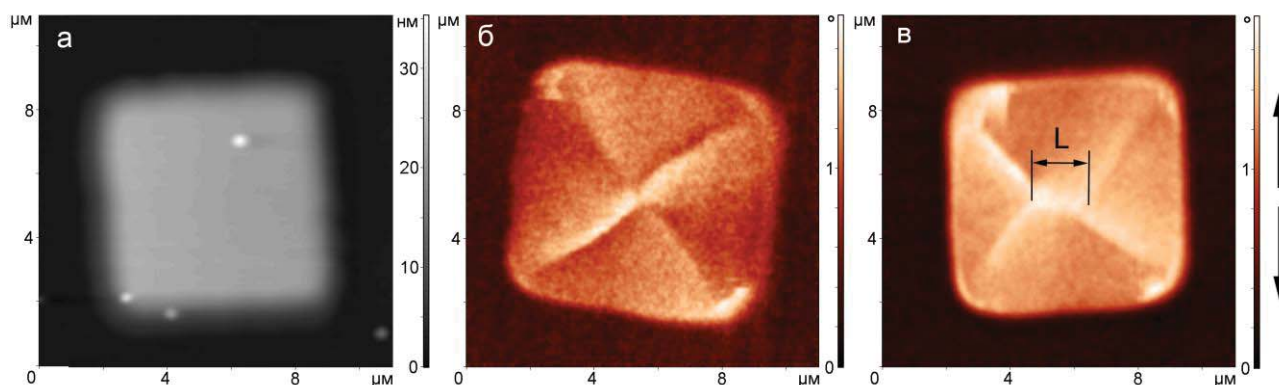


Рис. 1. Атомно-силовое изображение (а) Ру частицы $8 \times 8 \times 0.02 \text{ мкм}^3$ и МСМ изображения такой частицы в ненапряженном (б) и напряженном (в) состоянии. Буквой L обозначена перемычка, образующаяся между доменами перпендикулярными растяжению. Направление растяжения обозначено стрелками

Для интерпретации полученных МСМ изображений использовалось моделирование распределения намагниченности в частицах при помощи программного пакета OOMMF [2] и на основе полученного распределения строилось виртуальное МСМ изображение при помощи разработанной ранее программы «Виртуальный микроскоп» [3]. При этом варьировался коэффициент одноосной анизотропии (параметр, который характеризует магнитоупругую анизотропию, наведенную механическим напряжением), и подбиралось такое его значение, чтобы виртуальное и экспериментальное изображения совпадали. Моделирование 7-доменного состояния частицы позволило установить, что при этом ее полная энергия существенно выше, чем энергия в 4-доменном состоянии, что и объясняет отсутствие частиц в 7-доменном состоянии при МСМ измерениях.

Исходя из полученных значений энергии анизотропии, рассчитывалось механическое напряжение в частице, которое сравнивалось с результатами расчетов тензора напряжений в подложке. Для проведения расчетов тензора напряжений использовался метод конечных элементов (программный комплекс NX NASTRAN). При этом задавалась трехмерная модель с размерами аналогичными используемой подложке. Было рассчитано, что при упругом сгибе подложки максимально достижимое при экспериментах напряжение составляет 120 МПа, после чего происходит разрушение образца. Согласно OOMMF моделированию, при таких напряжениях размер перемычки мал, и слабо изменяется при увеличении напряжения (рис. 2). Увеличение высоты частицы приводит к снижению ее чувствительности к механическим напряжениям. Поэтому

наиболее оптимальными для детектирования напряжений оказались частицы с минимально возможной высотой и стабильные в поле МСМ зонда. Согласно проведенным МСМ измерениям, это частицы с высотой около 20 нм. Можно предположить, что для увеличения чувствительности частиц такого размера можно использовать материалы с более высоким значением константы магнитоупругости.

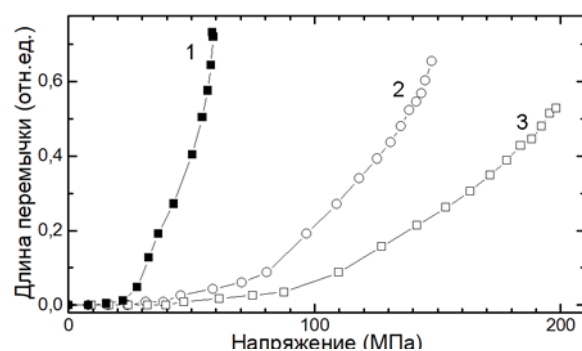


Рис. 2. Зависимость длины перемычки (нормирована на сторону частицы) между доменами от механического напряжения в частице при ее размерах: $25 \times 25 \times 0.03 \text{ мкм}^3$ (1), $8 \times 8 \times 0.02 \text{ мкм}^3$ (2), $8 \times 8 \times 0.03 \text{ мкм}^3$ (3)

Заключение

Согласно полученным результатам, использование планарных 8-микронных частиц позволяет увеличить пространственное разрешение детектируемых механических напряжений по сравнению с 25-микронными частицами. Однако чувствительность таких частиц к механическим напряжениям оказывается существенно ниже. Такие частицы можно эффективно использовать для детектирования напряжений в диапазоне $100^{\circ}\text{--}200 \text{ МПа}$. Поднять

чувствительность таких частиц к механическому напряжению можно за счет использования для их изготовления материалов с более высокой константой магнитострикции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-08-00915).

Литература

1. D. Biziyayev, A. Bukharaev, N. Nurgazizov // EPJ Web of Conferences, V. 185, 07009 (2018).
2. M.J. Donahue, D.G. Porter // OOMMF, <http://math.nist.gov/oommf>.
3. Д.В. Овчинников, А.А. Бухараев // ЖТФ. Т. 71, В 8, с. 85, (2001).

Исследование роста молекулярного слоя фуллеренов C_{60} на чистой и модифицированной T1 поверхностях Si(111)5×2-Au

Д.А. Олянич¹, В.В. Мараров¹, Т.В. Утас¹, А.Ю. Аладышкин^{2,3}, А.Н. Михалюк^{1,4}, А.В. Зотов^{1,4,5}, А.А. Саранин^{1,4,*}

1 Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041.

2 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

4 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950.

5 Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, ул. Гоголя, 41, Владивосток, 690600.

*saranin@iacp.dvo.ru

Методом сканирующей туннельной микроскопии были исследованы чистая и модифицированная T1 поверхности Si(111)5×2-Au, а так же изучен рост слоёв фуллеренов C_{60} поверх этих структур. Было обнаружено, что поверхность Si(111)5×2-Au не обеспечивает условий для формирования упорядоченных массивов C_{60} . Между тем, после модификации её T1 в слоях фуллеренов формировалась упорядоченная квазиодномерная структура из прямых цепочек C_{60} . Упорядочение молекул C_{60} оказалось результатом комплексного взаимодействия между адсорбированными фуллеренами и подложкой.

Введение

Поверхностные реконструкции на кремнии с использованием металлов вызывают живой интерес из-за широкого спектра своих структурных и электронных свойств. Среди них существует целый комплекс реконструкций, которые представляют собой квазиодномерные системы из металлических цепочек. Si(111)5×2-Au является ярким примером реконструкций такого типа. Эта система описывается моделью, предложенной Квоном и Кангом [1]. Характерной особенностью этой системы является наличие адатомов Si, занимающих определённые адсорбционные места над цепочками Au и сильно влияющих на их электронные свойства. Увеличивая концентрацию адатомов Si на поверхности Si(111)5×2-Au можно менять её свойства от металлических до полупроводниковых.

Использование в эксперименте такого адсорбата как T1 было связано с недавними результатами, демонстрирующими новые эффекты, вызванные адсорбцией T1 на других реконструкциях Au/Si(111), например, Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Au. Поверхность T1/Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Au является высокоупорядоченной однородной поверхностью с гигантским спин-расщеплением Рашибы металлических зон поверхностных состояний [2]. После адсорбции фул-

леренов C_{60} на модифицированную T1 поверхность Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Au было обнаружено, что фуллерены формируют молекулярные кластеры магических размеров [3].

Результаты и обсуждение

Все образцы были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Вначале формировалась плёнка Au необходимой толщины путём осаждения металла из разогретого тигля на поверхность Si(111). Далее аналогичным образом поверх плёнки Au осаждались T1 и фуллерены.

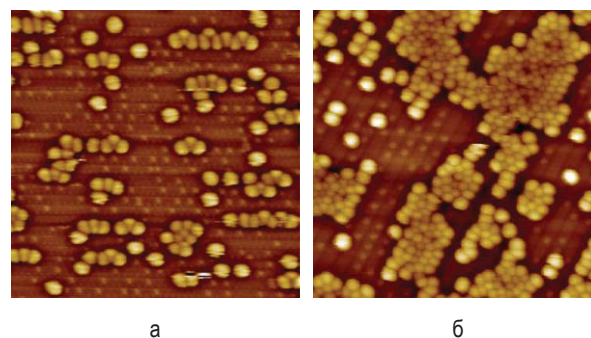


Рис. 1. СТМ-изображения участка $400\times 400 \text{ \AA}^2$ чистой поверхности Si(111)5×2-Au (-2.0 В) после адсорбции (а) 0.01 монослей (МС) и (б) 0.04 МС фуллеренов C_{60}

На рис. 1а приведено СТМ-изображение, полученное на ранних этапах осаждения фуллеренов C_{60} при комнатной температуре на чистую поверхность $Si(111)5 \times 2-Au$. В результате анализа СТМ-данных было сделано заключение, что фуллерены стремятся сразу заполнить свободные адсорбционные места и подобные молекулы служат центрами формирования островков массивов фуллеренов. В этих массивах C_{60} создают структуру, похожую на плотноупакованную, но без чёткого упорядочения (рис. 1б). Таким образом, был сделан вывод, что чистая поверхность $Si(111)5 \times 2-Au$ слабо влияет на растущий слой фуллеренов C_{60} и не стимулирует формирование квазиодномерных упорядоченных наноструктур C_{60} .

При осаждении атомов Tl на поверхность $Si(111)5 \times 2-Au$ было обнаружено, что они заполняют свободные адсорбционные места в цепочках Si, что отличается от адсорбционного поведения других элементов, вроде Si, Au или In, которые предпочитают занимать адсорбционные места на полосках Au. Осажденный Tl заметно влияет на режим роста слоя C_{60} , и это особенно хорошо заметно, когда покрытие Tl составляет 0.2 монослоя (МС) (рис. 2). Начиная с ранних этапов роста, фуллерены C_{60} формируют линейные цепочки над рядами Au.

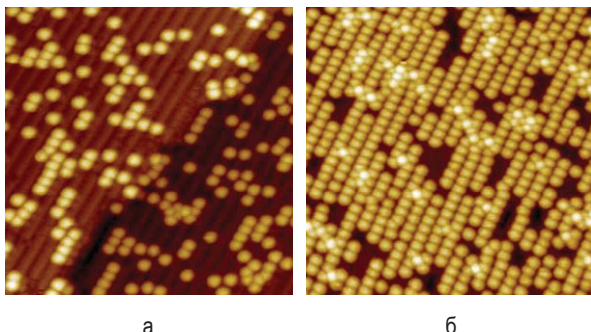


Рис. 2. Формирование квазиодномерных массивов фуллеренов C_{60} на поверхности $Si(111)5 \times 2-Au$, модифицированной адсорбцией 0.2 МС Tl. СТМ-изображения участка $400 \times 400 \text{ \AA}^2$ этой поверхности (+2.0 В) после адсорбции (а) 0.019 МС и (б) 0.065 МС фуллеренов C_{60}

Выводы

Таким образом, в работе был изучен процесс адсорбции Tl и фуллеренов C_{60} на поверхность $Si(111)5 \times 2-Au$. Полученные результаты указывают на наличие отталкивания между адатомами Tl, адатомами Tl и Si и фуллеренами C_{60} , что связано, вероятно, с зарядом адсорбатов в процессе зарядового обмена с поверхностью $Si(111)5 \times 2-Au$. Известно, что такая передача заряда от весьма небольшого количества адсорбата (например, Si, Au или In) может менять электронные свойства поверхности $Si(111)5 \times 2-Au$ от металлических к полупроводниковым. С другой стороны, адсорбция 0.15 МС Tl на поверхность $Si(111)\sqrt{3} \times \sqrt{3}-Au$ усиливает её металлические свойства. Учитывая это, можно предположить, что адсорбция Tl и C_{60} также может влиять на электронные свойства $Si(111)5 \times 2-Au$, что должно помочь в поиске способов управления электронными свойствами поверхности с помощью атомных и молекулярных адсорбатов. Структурная информация об исследованных нами системах (Au,Tl)/Si(111) и $C_{60}/(Au,Tl)/Si(111)$ представляется полезной для таких перспективных исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-02-00577).

Литература

1. S.G. Kwon, M.H. Kang // *Phys. Rev. Lett.*, 113, 086101 (2014).
2. L.V. Bondarenko *et al.* // *Scientific Reports*, 3, 1826 (2013).
3. D.A. Olyanich *et al.* // *Surface Science*, 635, 94 (2015).

Контролируемый источник атомов фтора на основе молекул фторфуллеренов

А.И. Орешкин^{1*}, Д.А. Музыченко¹, С.И. Орешкин², В.И. Панов¹,
Р.З. Бахтизин³, М.Н. Петухов⁴

1 Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия.

2 Государственный астрономический институт им. П.К. Штенберга МГУ им. М.В. Ломоносова, 119234 Москва, Россия.

3 Факультет физической электроники, БашГУ, 450074 Уфа, Россия.

4 ICB, UMR 6303 CNRS-Université de Bourgogne Franche-Comté, 21078 Dijon, France.

*oreshkin@spmlab.phys.msu.ru

Рост хорошо упорядоченных структур галогенида меди при адсорбции молекул фторфуллеренов на поверхности Cu(001) был изучен с применением методов сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Полученные экспериментальные результаты показывают, что молекулы фторфуллеренов на поверхности Cu(001) последовательно теряют атомы фтора. Потеря молекулой атомов фтора ведет первоначально к возникновению на поверхности Cu(001) двумерной газовой фазы, из которой F-индуцированные структуры зарождаются с течением времени. Динамика дальнейшего роста таких структур зависит от начального покрытия поверхности молекулами фторфуллеренов. РФЭС и СТМ измерения выявили наличие на поверхности Cu(001) спустя сто часов после адсорбции C₆₀F_n существование стабильной фазы галогенида меди (2√2×√2)-R45°.

Введение

В настоящее время органические материалы привлекают значительное внимание из-за возможности их использования в молекулярных нанoeлектронных устройствах. В частности, углеродные фуллерены и их производные очень перспективны для изготовления электроактивных элементов в фотоэлектрических солнечных элементах. До настоящего времени только ограниченное число исследований было посвящено адсорбции молекул C₆₀F_n на поверхности металла [1]. Хотя некоторая информация об электронной и структурной природе адсорбированных молекул была получена, условия стабильности этих молекул, а также механизмы процессов самоорганизации изучены недостаточно.

Методика эксперимента

СТМ измерения проводились в сверхвысоком вакууме (базовое давление 4×10⁻¹¹ мбар) при комнатной температуре. Все представленные СТМ изображения были получены в режиме постоянного тока. Напряжение смещения V_t характеризует потенциал на образце, в то время как острие СТМ виртуально заземлено. Поверхность монокристалла Cu(001) (чистота 99.9999%) очищалась в сверхвысоковакуумной камере повторными циклами ионного распыления Ag⁺ при энергии падающих ионов 1 кэВ с последующим отжигом при 820 К в течение 2-3 часов. Напыление молекул фторфуллеренов прово-

дилось из ячейки Кнудсена на чистую поверхность Cu(001) при комнатной температуре. Давление в камере во время осаждения составляло 1.8×10⁻¹⁰ мбар. Эксперименты с использованием РФЭС проводились в сверхвысоковакуумной камере с базовым давлением 1×10⁻¹⁰ мбар, оснащенной полусферическим анализатором Omicron EA 125 и рентгеновским источником XR705 VG Microtech с двойным анодом. Для РФЭС измерений использовалось излучение Mg Kα. Все спектры РФЭС были получены под углом 30 градусов между электронным анализатором и плоскостью поверхности образца. Шкала энергии связи для РФЭС была откалибрована по положению пика Cu 2p_{3/2} = 932.7 эВ.

Результаты и обсуждение

Молекулы фторфуллеренов, осажденные на поверхности Cu(001), начинают терять атомы фтора. Постепенная потеря атомов фтора ведет к возникновению двумерной (2D) газовой фазы на поверхности Cu(001) из которой со временем начинают зарождаться F-индуцированные структуры. Дальнейшая динамика роста F-индуцированных структур напрямую зависит от начального покрытия поверхности Cu(001) молекулами фторфуллеренов. При малом покрытии (<0.3 монослоя (МЛ)) рост F-индуцированных структур вообще не наблюдается или происходит очень локально. В случае более высокой степени покрытия (> 0.5 МЛ) наблюдается интенсивный

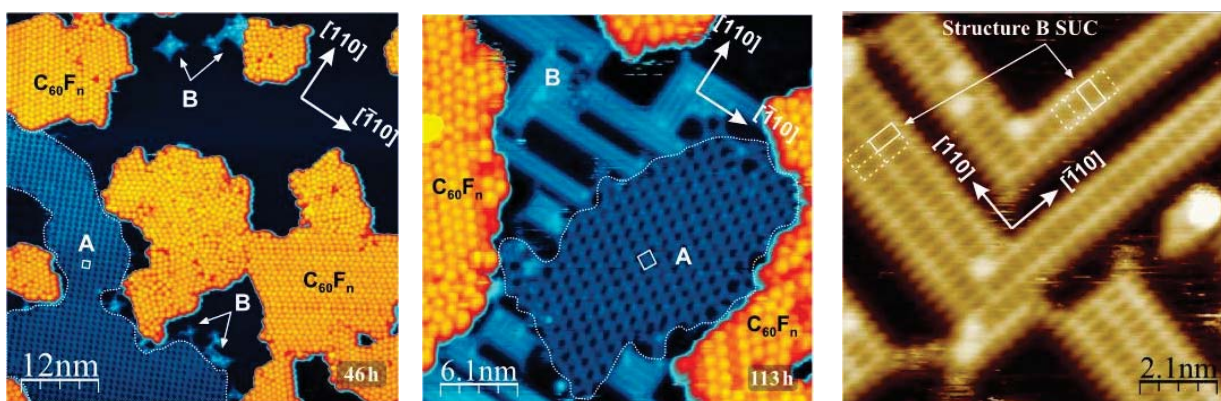


Рис. 1. Топографические изображения СТМ ($V_t = -1.9$ В, $I_t = 25$ нА) поверхности Cu(001), полученные через 46 ч (а) и 113 ч (б) после адсорбции 0.6 мл $C_{60}F_{18}$. (А) и (В) указывают площадь, занимаемую поверхностными структурами А-типа (переходного) и В-типа ($(2\sqrt{2}\times\sqrt{2})\text{-R}45^\circ$) соответственно. Белые квадраты на (а) и (б) показывают элементарную ячейку поверхности переходной структуры. (в) СТМ-изображение высокого разрешения структуры поверхности $(2\sqrt{2}\times\sqrt{2})\text{-R}45^\circ\text{-F}$. Белые прямоугольники на (в) показывают элементарную ячейку реконструкции поверхности Cu(001) — $(2\sqrt{2}\times\sqrt{2})\text{-R}45^\circ\text{-F}$

рост новых F-индуцированных поверхностных структур.

Зарождение F-индуцированных структур из 2D-газовой фазы начинается через несколько часов,

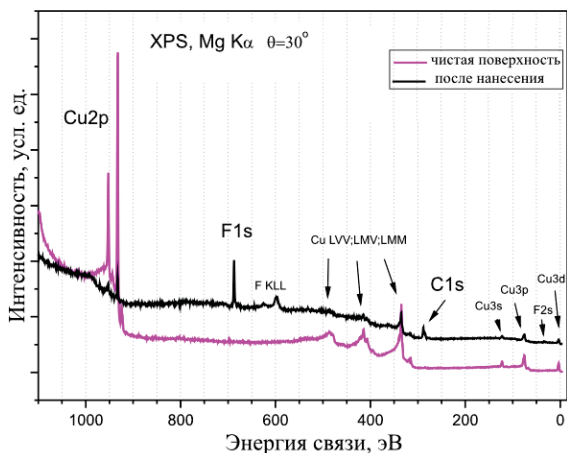


Рис. 2. Обзорный РФЭС-спектр чистой поверхности Cu(001) (нижняя пурпурная кривая) и РФЭС-спектр поверхности Cu(001), покрытой одним монослоем молекул фторфуллерена (черная кривая)

на первом этапе образуется «переходная» фаза, которая занимает значительную часть поверхности Cu(001), свободной от молекул фторфуллерена. Было обнаружено, что структура $(2\sqrt{2}\times\sqrt{2})\text{-R}45^\circ\text{-F}$ стабильна и процесс ее роста завершается через 250 часов после осаждения 0.6 МЛ молекул фторфуллерена на поверхность Cu(001). В результате получается большая площадь поверхности, состоящая из разных доменов, ориентированных вдоль двух кристаллографических направлений $[110]$ и $[\bar{1}10]$. Для определения изменения химического состава молекул фторфуллеренов на поверхности Cu(001) были

проведены измерения РФЭС уровней C1s, F1s, Cu2p. Молекулы $C_{60}F_{48}$ были выбраны в качестве источника атомов фтора для повышения чувствительности РФЭС к атомам фтора. Во всех РФЭС измерениях покрытие молекул $C_{60}F_{48}$ на поверхности Cu(001) составляло ~ 1 МЛ.

Заключение

Молекулы фторфуллерена начинают терять атомы фтора после первого контакта с поверхностью Cu(001), образуя двумерный газ. Взаимодействие фтора с медью становится более значительным со временем после первоначального осаждения. Образование галогенида меди происходит, когда концентрация атомов фтора на поверхности Cu(001) достаточно высока. Описанные физические и химические эффекты показывают, что молекула фторфуллерена может использоваться в качестве контролируемого источника для доставки атомов фтора на поверхность на нанометровом масштабе в будущих технологических приложениях.

Литература

- Oreshkin, A. I.; Muzychenko, D. A.; Oreshkin, S. I.; Yakovlev, V. A.; Murugan, P.; Chandrasekaran, S. S.; Kumar, V.; Bakhtizin, R. Z. Real-Time Decay of Fluorinated Fullerene Molecules on Cu (001) Surface Controlled by Initial Coverage. *Nano Res.* **2018**, *11*, 2069– 2082, DOI: 10.1007/s12274-017-1823-9.

Пространственно-неоднородные электронные состояния в ультратонких Pb пленках

А.В. Путилов^{1,*}, С.С. Уставщиков^{1,2}, А.Ю. Аладышкин^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*alputilov@ipmngas.ru

Методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии исследована дифференциальная проводимость ультратонких пленок свинца. Для таких пленок характерно наличие размерно-квантованных состояний электронов и, соответственно, максимумов дифференциальной туннельной проводимости dI/dV , при этом их положение определяется локальной толщиной Pb слоя. Обнаружено, что величина dI/dV в пределах атомарно-гладких террас может быть пространственно неоднородна и период мелкомасштабной модуляции совпадает с периодом реконструкции подложки Si(111)7x7. В достаточно толстых пленках обнаружены внутренние дефекты кристаллической и электронной структуры, которые приводят к крупномасштабным неоднородностям плотности состояний (с характерным масштабом 50 нм) и плавному сдвигу максимумов дифференциальной проводимости на энергию порядка 100 мэВ.

Методика измерений

В работе исследованы электронные свойства ультратонких Pb пленок, выращенных на поверхности Si(111)7x7, методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС). Измерения выполнены при температуре 78 К в условиях сверхвысокого вакуума (порядка 2×10^{-10} мбар). Хорошо известно, что рост свинца на выбранной подложке при термическом осаждении происходит по механизму Странски-Крастанова: двумерные монокристаллические островки формируются на неупорядоченном смачивающем слое. Рельеф сформированных структур был исследован методом СТМ в режиме удержания туннельного тока I при постоянном потенциале V образца относительно зонда, в качестве которого использовались W иглы. Одновременно с исследованием топографии мы измеряли локальную дифференциальную проводимость dI/dV и, тем самым, получали карты локальной плотности состояний на заданной энергии [1].

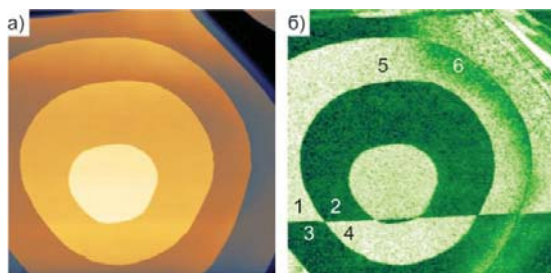


Рис. 1. а) СТМ изображение поверхности Pb островка (размер 460×460 нм², $V=700$ мВ, $I=400$ пА). б) Карта дифференциальной проводимости dI/dV того же участка при $V=700$ мВ

Результаты и обсуждение

Известно, что туннельная проводимость системы Pb/Si(111) характеризуется наличием пиков в плотности состояний, при этом положение пиков (т.е. положение уровней энергии размерного квантования) определяется локальной толщиной Pb слоя.

Квантованное изменение высоты Pb островков (рис. 1а и 2а) следует отождествить с толщиной монослоя атомов свинца для поверхности Pb(111): $d_{ML}=0.285$ нм. Резкое изменение дифференциальной проводимости dI/dV свидетельствует о изменении локальной толщины пленки из-за наличия монокристаллической ступени в подложке (переходы 1-3 и 2-4 на рис. 1б) или монокристаллической ступени на верхней грани Pb островка (переходы 1-2 и 3-4 на рис. 1б). Кроме того, были обнаружены участки с плавным изменением dI/dV на заданной энергии при движении в пределах одной террасы (например, плавный переход 5-6 на рис. 1б или 1-3 и 2-4 на рис. 2б).

Для получения более полной информации была выполнена grid-спектроскопия, заключающаяся в проведении серии измерений локальных вольт-амперных ($I-V$) характеристик и дифференциальной проводимости ($dI/dV-V$) с помощью синхронного усилителя на частоте 7285 Гц на сетке 32×32 . Зависимости туннельной проводимости от напряжения V и координаты y для областей I и II представлены на рис. 2в и 2г, соответственно. Вдоль горизонтальной оси было проведено усреднение в пределах области I или II, соответственно. Легко видеть, что

имеет место плавное смещение уровней размерного квантования к более высоким энергиям при движении вдоль оси y на величину порядка 100 мВ. Таким образом, при движении сверху вниз в пределах области I на энергии 900 мэВ (пунктирная линия на рис. 2в) происходит плавный переход от локального максимума на зависимости dI/dV к локальному минимуму. Это соответствует уменьшению величины dI/dV при переходе из области I в область 3 (рис. 2б). Аналогично при движении сверху вниз в пределах области II наблюдается плавное увеличение dI/dV .

Ранее мы отмечали, что изменение локальной толщины пленки на один монослой из-за ступеней на нижнем или верхнем интерфейсах приводит к резким (с масштабом несколько нм) пространственным изменениям dI/dV . Появление плавных (с масштабом порядка 50 нм) изменений туннельной проводимости в пределах одной атомарно-гладкой террасы кажется нам удивительным. Возможной причиной наблюдаемого эффекта могут служить возникающие при росте структур пространственно-неоднородные внутренние напряжения тонких Рб плёнок.

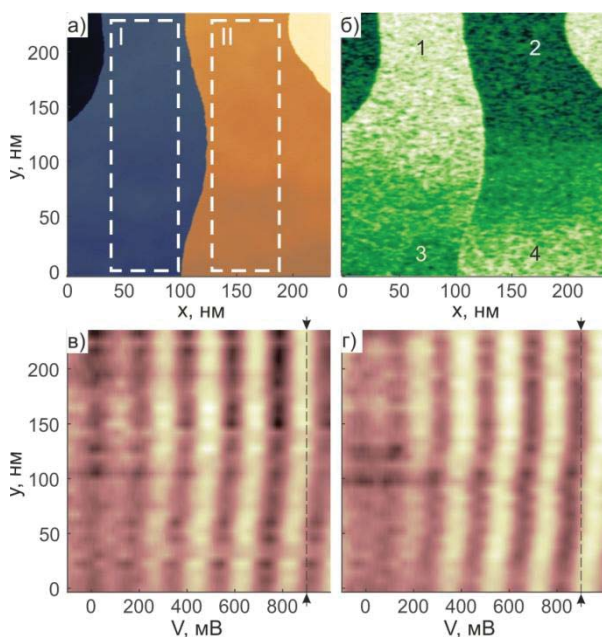


Рис. 2. а) СТМ изображение поверхности Рб островка (размер $230 \times 230 \text{ нм}^2$, $V=900 \text{ мВ}$, $I=200 \text{ пА}$). б) Карта дифференциальной проводимости dI/dV того же участка при $V=900 \text{ мВ}$. в,г) Зависимость dI/dV от V и вертикальной координаты y , по координате x выполнено усреднение в областях I и II, соответственно. Яркость цвета пропорциональна величине dI/dV

На рис. 3 представлена топография и карта дифференциальной проводимости для тонкого Рб островка. По нашим оценкам толщина этого островка составляет шесть монослоев над уровнем смачивающего слоя. Топографическое изображение (рис. 3а) содержит следы гексагональной решетки, что подтверждается наличием узких пиков для фурье-образа топографического изображения (максимумы первого порядка отмечены кружками на рис. 3в). Периодическая модуляция с тем же периодом наблюдается и для дифференциальной проводимости (рис. 3б,г). Так как период модуляции совпадает с периодом реконструкции $\text{Si}(111)7 \times 7$, естественно предположить, что наблюдаемая периодичность обусловлена влиянием кристаллической структуры подложки на туннельную плотность состояний в Рб пленках.

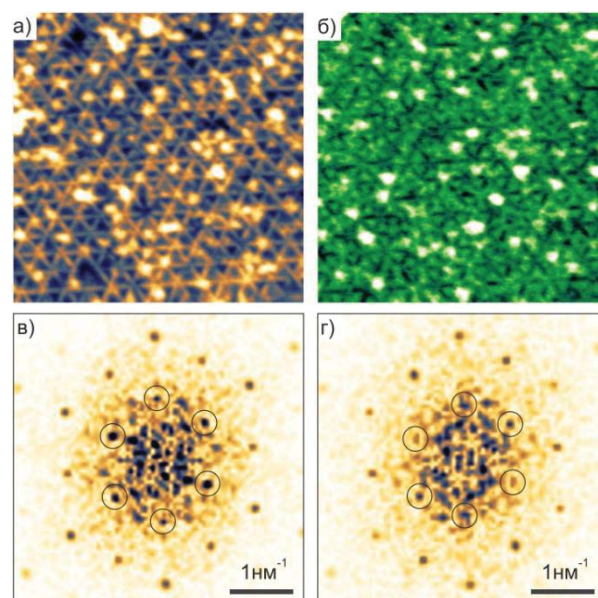


Рис. 3. а) СТМ изображение верхней грани Рб островка (размер $35 \times 35 \text{ нм}^2$, $V=500 \text{ мВ}$, $I=200 \text{ пА}$). б) Зависимость dI/dV от координат x , y при $V=500 \text{ мВ}$. в,г) Амплитуда фурье-образа для изображений а) и б), соответственно. Кружками отмечены фурье-максимумы первого порядка

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00528) и Российского научного фонда (гранты № 15-12-10020, 18-72-10027). В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

Литература

1. С. С. Уставщиков, А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин // Письма в ЖЭТФ, т. 106, 476 (2017).

Определение электрофизических параметров полупроводника по измерениям СВЧ спектра импеданса коаксиального зонда

А.Н. Резник*, Н.К. Вдовичева

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*reznik@ipmras.ru

Предлагается метод определения электрофизических характеристик полупроводниковых пластин и структур. Метод использует измерения в СВЧ диапазоне спектра комплексного импеданса коаксиального зонда в виде металлизированных контактных площадок на поверхности полупроводниковой пластины. Между изолированными контактами прикладывается постоянное напряжение. Электрофизические параметры полупроводника находятся из решения соответствующей обратной задачи. Эффективность метода продемонстрирована в компьютерном моделировании.

Введение

Микроволновая микроскопия применяется для локальных бесконтактных измерений удельной проводимости σ полупроводниковых материалов и структур. Измерения выполняются в ближнем поле зонда (антенны), вследствие чего достигается субволновое пространственное разрешение, которое определяется линейным размером апертуры антенны r_0 . Возможность определения σ при помощи сканирующего микроскопа с разрешением в несколько десятков μm продемонстрирована в [1]. При формировании антенны непосредственно на поверхности исследуемого образца в [2] достигнуто микронное латеральное разрешение и осуществлена количественная характеристика полупроводниковой структуры. В данной работе предлагается развитие метода с целью определения полного набора электрофизических характеристик – проводимости σ , концентрации n и подвижности μ свободных носителей заряда. Для этого на микроволновый зонд дополнительно подается постоянное напряжение смещения U , создающее в окрестности антенны обедненный слой, толщина которого определяется невозмущенной концентрацией n_0 .

Импеданс зонда

Рассматривается коаксиальная антенна в виде концентрических металлических контактов, расположенных на поверхности образца аналогично [2]. В такой ситуации микроволновый импеданс антенны связан с глубинным профилем комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon(x) = \epsilon' + i\sigma(x)/(\omega\epsilon_0)$ полученными в [1] соотношениями, где $\omega = 2\pi f$ –

циклическая частота, ϵ_0 – электрическая постоянная вакуума. Профиль проводимости выражается в виде $\sigma(x) = e\mu n(x)$, где e – заряд электрона. Расчет концентрации $n(x)$, как функции напряжения U , может быть выполнен на основании теории контакта металл-полупроводник с потенциальным барьером Шотки [3]. Нами предложен метод и создана компьютерная программа вычисления профиля $n(x, U)$. Пример соответствующего расчета показан на рис.1 для $\epsilon' = 10$, $n_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $U = -1 \text{ V}$, когда в приконтактной области возникает обедненный слой толщиной $d = 121 \text{ nm}$.

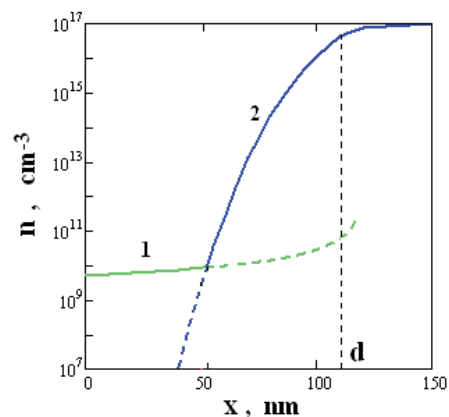


Рис. 1. Профиль концентрации (сплошные линии), включающий две ветви полученного решения

Полученный профиль $n(x, U)$ использован для расчета проводимости $\sigma(x)$ и комплексной проницаемости $\epsilon(x)$ полупроводника. В рамках теории [1] мы вычисляем частотный спектр измеряемого СВЧ микроскопом импеданса $Z = R - iX$, как функцию напряжения U . На рис.2 представлены результаты расчета зависимости $Z(U)$ для нескольких частот f

при радиусе центрального контакта антенны $r_0 = 5.5 \mu\text{m}$. Для приведенной выше концентрации и подвижности $\mu = 1.5 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ имеем невозмущенную проводимость $\sigma_0 = e\mu n_0 = 24 (\Omega\cdot\text{cm})^{-1}$.

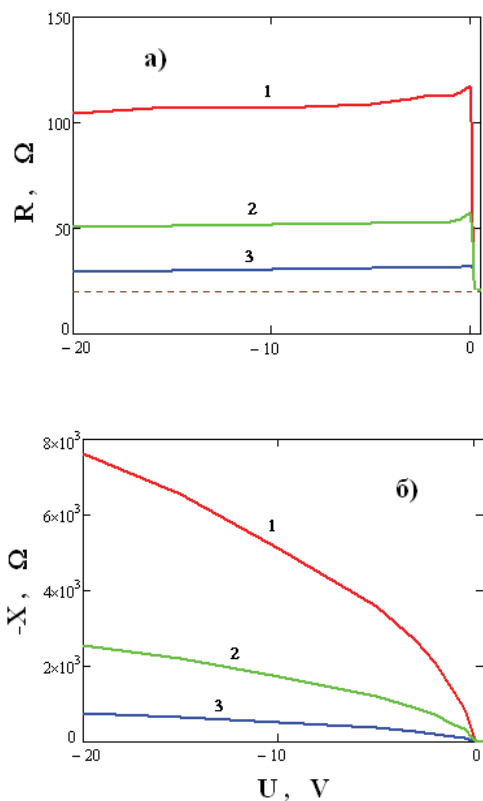


Рис. 2. Сопротивление а) и реактанс б) зонда, как функция приложенного напряжения. Частота $f = 1$ (1), 3 (2), 10 GHz (3)

Решение обратной задачи

Полученные значения $Z(f,U)$ (см. рис.2) в выполненном компьютерном моделировании использовались в качестве «экспериментальных» данных в процессе решения обратной задачи. Поиск решения производился для упрощенной модели обедненного слоя в виде однородной пленки толщины d и проводимости σ , расположенной поверх однородного полупространства с невозмущенной проводимостью σ_0 . Обратная задача заключалась в поиске параметров d , σ , σ_0 по данным «измерений» импеданса Z на нескольких частотах при фиксированном напряжении U . Решение задачи находилось путем минимизации функции невязки с использованием разработанной компьютерной программы.

Концентрация носителей n_0 определялась по полученной зависимости $d(U)$ с помощью формулы $d = (2\varepsilon'\varepsilon_0(-U)/en_0)^{1/2}$.

Результаты решения обратной задачи в виде зависимостей $n_0(U)/n_0$, $\sigma_0(U)/\sigma_0$ показаны на рис.3 для «измерений» в диапазоне $f = 1 - 10 \text{ GHz}$. Видно, что с ростом напряжения $-U$ найденная концентрация $n_0(U)$ стремится к принятому в модели точному значению n_0 . При $-U > 15 \text{ V}$ точность решения для n_0 оказалась вполне приемлемой $\sim 20\%$. Для σ_0 наилучшая точность $\sim 10-15\%$ достигается при небольшом положительном смещении $U \approx 0.1-0.15 \text{ V}$. Используя полученные значения $n_0(U)$, $\sigma_0(U)$, находим подвижность $\mu = \sigma_0/(en_0)$, которая при $-10 \text{ V} < U < -2 \text{ V}$ с точностью $\sim 5-10\%$ соответствует принятому в расчетах значению.

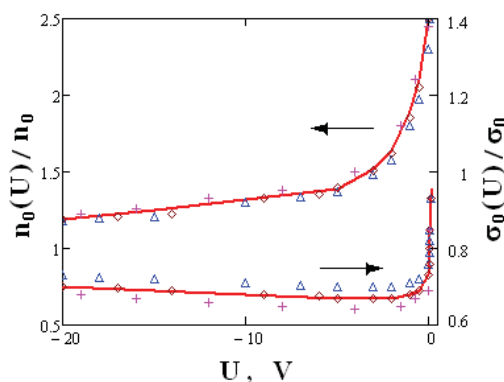


Рис. 3. Решение обратной задачи. Линии – средние значения, значки – решения для различных наборов частот f

Таким образом, предложенный метод позволяет с микронным латеральным разрешением получить полный набор электрофизических параметров полупроводника.

Работа поддержана РФФИ, грант № 18-02-00914.

Литература

1. A.N. Reznik, S.A. Korolyov. J. Appl. Phys., V.119, 094504 (2016).
2. A.N. Reznik, N.V. Vostokov, N.K. Vdovicheva, S.A.Korolyov, V.I.Shashkin. J. Appl. Phys., V. 122, 244505 (2017).
3. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977, 678 с.

Экзотическая сверхпроводимость двумерного сплава $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Tl, Pb) одноатомной толщины

А.А. Саранин^{1,2*}, Д.В. Грузнев¹, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, А.В. Матецкий¹,
А.В. Зотов^{1,2,3}, Т. Nakamura⁴, Н. Kim⁵, S. Ichinokura⁴, А. Takayama⁴, Y. Hasegawa⁵,
S. Hasegawa⁴

1 Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

2 Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

3 Владивостокский университет экономики и сервиса, Владивосток

4 Department of Physics, University of Tokyo, Hongo, Tokyo, Japan

5 The Institute for Solid State Physics, University of Tokyo, Kashiwa, Chiba, Japan

*saranin@iacp.dvo.ru

С помощью сканирующей туннельной спектроскопии исследованы свойства двумерного сплава $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Tl, Pb) одноатомной толщины. Результаты свидетельствуют об экзотическом характере сверхпроводимости в этом соединении.

Недавно было обнаружено, что двумерный сплав TlPb/Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ одноатомной толщины является сверхпроводником с критической температурой $T_c = 2,25$ К [1]. В настоящей работе были продолжены исследования свойств этого соединения с помощью сканирующей туннельной спектроскопии при низких температурах [2].

На рисунке 1 приведены спектры СТС, полученные при температуре образца в диапазоне от 0.5 до 3.10 К. При минимальной температуре величина сверхпроводящей щели составляет 2.3 мэВ, затем она уменьшается при увеличении температуры и, при температуре 3.10 К, практически исчезает. Отношение между двойной величиной сверхпроводящей щели, 2Δ , и $k_B T_c$, составляет примерно 8.6, полагая $T_c = 3.1$ К. Эта величина значительно превышает значение равное 3.5, которое следует из теории сверхпроводимости Бардина-Купера-Шриффера.

Форма туннельного спектра при температуре образца 0.5 К больше похожа на V-образную, чем на U-образную. Заметим, что V-образная форма сверхпроводящей щели характерна для анизотропной псевдо-щели щели и характерна для сверхпроводников со спариванием d -типа, в то время как U-образная форма сверхпроводящей щели характерна для нормальных сверхпроводников со спариванием s -типа.

Результаты фитирования показали, что наилучшее соответствие получается для анизотропной формы щели в виде $\Delta(\theta)^2 = \Delta_0^2 + \Delta_1^2 \cos^2\theta$, которая никогда не обращается в ноль. Исследование формы сверхпроводящей щели в магнитном поле показало, что несмотря на исчезновение сверхпроводимости, в полях, превосходящих макроскопическое критическое, которое составляет 0.67 Т, сверхпроводящая щель не закрывается полностью. Она продолжает существовать вплоть до магнитных полей, достигающих 2 Т.

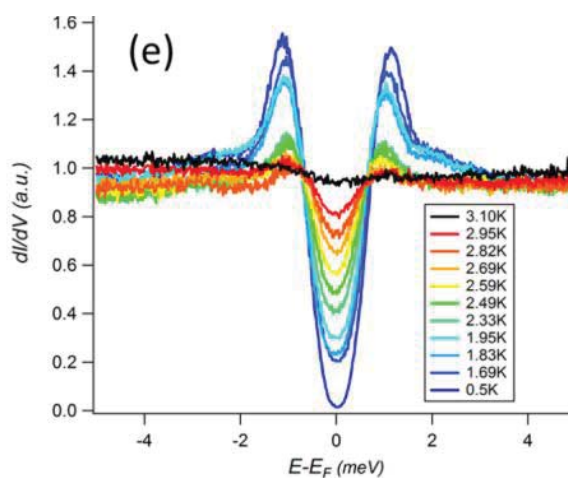


Рис. 1. Серия СТС спектров двумерного соединения $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Tl, Pb) полученная в диапазоне температур от 0.5 до 3.10 К

Таким образом, приведенные экспериментальные данные подтверждают экзотический характер сверхпроводимости двумерного однослойного сверхпроводящего соединения Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Tl, Pb).

Работа поддержана Грантом РФФИ № 18-52-50022.

Литература

1. A. V. Matetskiy, et al., Phys. Rev. Lett. V. 115, 147003 (2015).
2. T. Nakamura, et al., Phys. Rev. B V. 98, 134505 (2018).

Магнитно-резонансная силовая спектроскопия многослойных пленок Co/Pt с перпендикулярной анизотропией

Е.В. Скороходов*, Р.В. Горев, М.В. Сапожников, Н.С. Гусев, В.Л. Миронов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603950.

*evgeny@ipmras.ru

Методом магнитно-резонансной силовой спектроскопии исследован ферромагнитный резонанс (ФМР) пленки Co/Pt в однородно намагниченном и размагниченном состояниях. Обсуждаются эффекты влияния поля зонда магнитно-резонансного силового микроскопа на ФМР спектры.

Введение

Динамика спиновых волн в неоднородно намагниченных ферромагнетиках представляет большой интерес с точки зрения прикладных и фундаментальных исследований [1]. Одним из новых эффективных методов изучения спиновых волн является магнитно-резонансная силовая микроскопия (МРСМ) [2]. Преимуществом МРСМ является возможность изучения колебаний намагниченности на малых пространственных масштабах. Особенно эффективен этот метод при исследовании спиновых резонансов в паттернированных ферромагнитных наноструктурах [3]. Кроме того, используя МРСМ зонды с большим магнитным моментом можно создавать в образце области, где возбуждаются локализованные спиновые волны [4].

В настоящей работе методы МРСМ применены для исследования ферромагнитного резонанса в пленках Co/Pt с перпендикулярной анизотропией. Основное внимание уделяется изменениям ФМР спектра в зависимости от взаимной ориентации магнитного момента зонда и внешнего поля, а также от расстояния зонд-образец.

Эксперимент

Исследуемые пленки Co/Pt представляют собой многослойные периодические (5 периодов) структуры, состоящие из чередующихся слоев Co (0.5 нм) и Pt (1 нм), выращенные методом магнетронного осаждения на стеклянных подложках с буферными слоями Pt (10 нм) и Ta (10 нм). Петля гистерезиса полученных пленок имеет прямоугольную форму. Коэрцитивные поля составляют 200 Ое (Рис. 1(а)). После намагничивания во внешнем поле пленка остается однородно намагниченной, в раз-

магниченном состоянии демонстрирует лабиринтную доменную структуру (Рис. 1(б)). МРСМ исследования проводились с помощью микроскопа, разработанного в ИФМ РАН [5].

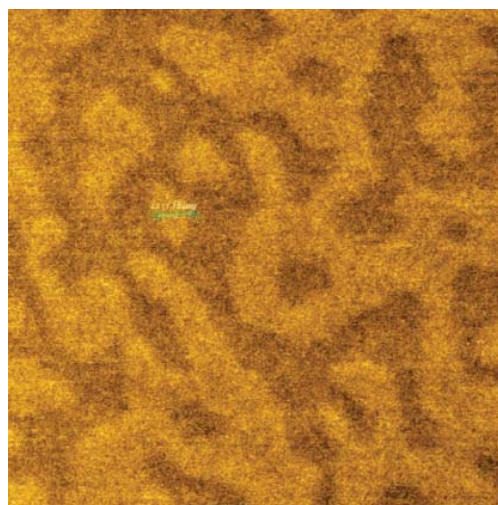
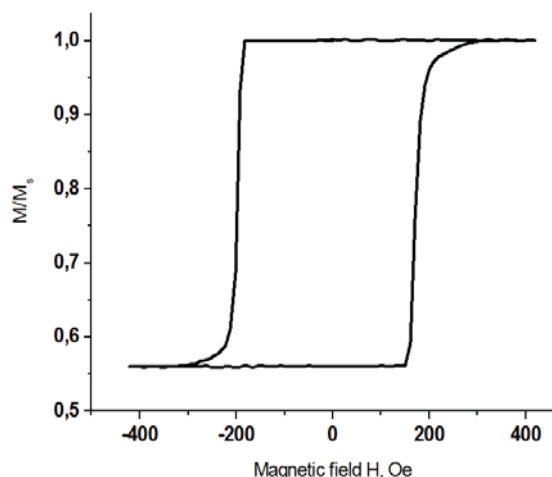


Рис. 1. (а) - Петля гистерезиса пленки Co/Pt. (б) МСМ изображение доменной структуры в размагниченном состоянии. Размер МСМ кадра 5 x 5 мкм²

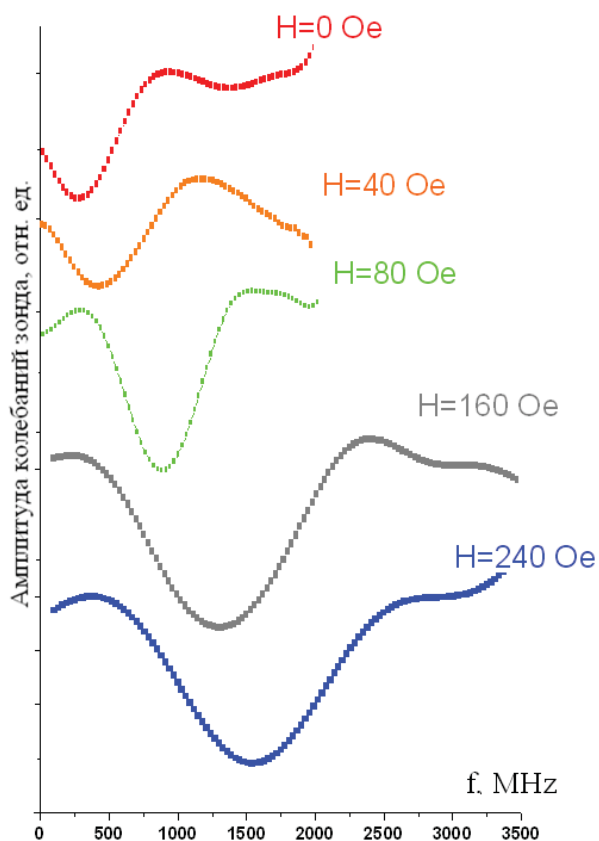


Рис. 2. МРСМ спектры однородно намагниченной пленки Co/Pt во внешнем магнитном поле. Расстояние зонд-образец 6 мкм

В качестве зондового датчика использовался кантилевер NSG-01 с приклеенной частицей CoSm диаметром около 10 мкм. МРСМ. Однородное магнитное состояние достигалось путем приложения магнитного поля величиной более 400 Oe перпендикулярно плоскости пленки. МРСМ спектры в виде зависимости амплитуды колебаний зонда от частоты СВЧ накачки при различных значениях внешнего перпендикулярного поля показаны на Рис. 2. Резонанс в виде провала на амплитудно-частотной характеристике сдвигается в область высоких частот и связан с основной модой ФМР пленки Co/Pt. При уменьшении расстояния зонд-образец в пленке формируется область с инвертированной намагниченностью, что сопровождается появлением дополнительного резонанса на зависимости амплитуды кантилевера от расстояния (Рис. 3).

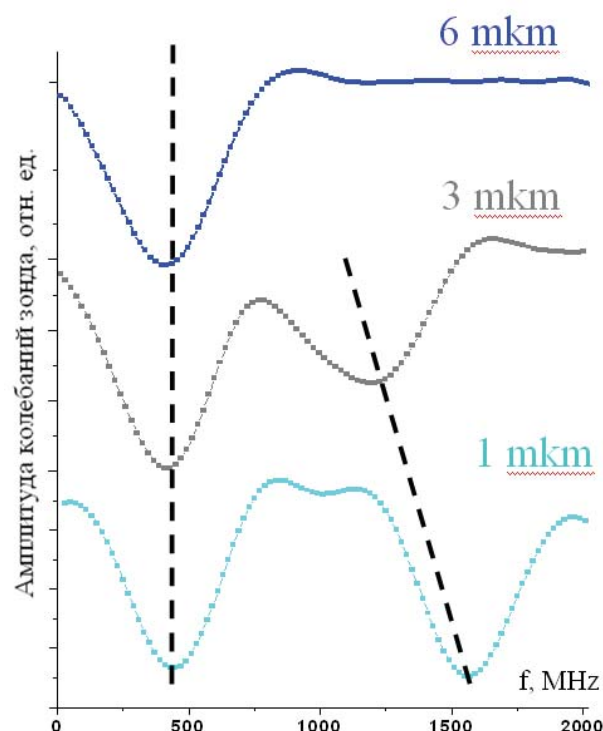


Рис. 3. МРСМ спектры пленки Co/Pt в зависимости от расстояния зонд-образец

Работа поддержана РФФ (проект 16-12-10254).

Литература

1. A. Volodin, C. Van Haesendonck, E. V. Skorokhodov, R. V. Gorev, and V. L. Mironov, *Appl. Phys. Lett.* 113, 122407 (2018).
2. J. A. Sidles, *Phys. Rev. Lett.* 68, 1124 (1992).
3. H.-J. Chia, F. Guo, L. M. Belova, and R. D. Michael, *Phys. Rev. B* 86, 184406 (2012).
4. Chunhui Du, Rohan Adur, Hailong Wang, Sergei A. Manuilov, Fengyuan Yang, Denis V. Pelekhov, and P. Chris Hammel, *Phys. Rev. B* 90, 214428 (2014).
5. Е.В. Скороходов, М.В. Сапожников, А.Н. Резник, В.В. Поляков, В.А. Быков, А.П. Володин, В.Л. Миронов, *Приборы и техника эксперимента*, № 5, 140 (2018).

Основные методики электрических измерений с помощью атомно-силового микроскопа

А.Г. Темиряев^{1*}

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190.

* temiryazev@gmail.com

Рассмотрены особенности реализации различных методов атомно-силовой микроскопии, используемых при измерении электрических свойств поверхности образца. Приведен ряд практических рекомендаций.

Введение

Важной особенностью атомно-силовой микроскопии (АСМ) является возможность измерения не только профиля поверхности, но и ряда других физических характеристик. В данном докладе будут рассмотрены некоторые особенности проведения электрических измерений с помощью АСМ.

Прежде всего следует отметить, что вероятность наличия заметного электростатического взаимодействия между зондом и образцом необходимо учитывать даже в тех случаях, когда это не является предметом специального исследования, например при измерении топографии или использовании методов магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Разница потенциалов dV между поверхностью и зондом может приводить к существенным артефактам. При этом заряд на поверхность может быть занесен неконтролируемым образом, например, при контакте с пинцетом во время перемещения образца. Первичным средством контроля может служить вид кривой подвода — рис. 1.

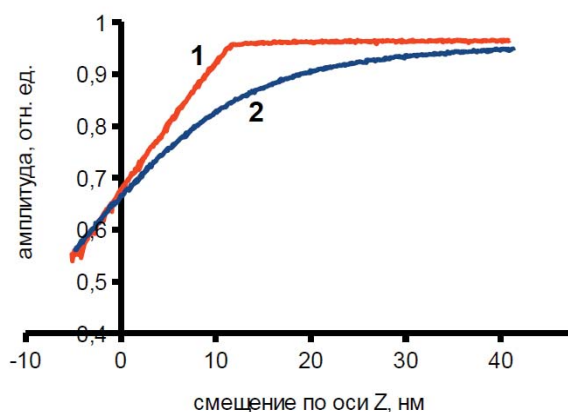


Рис. 1. Кривые подвода: 1 - при $dV = 0$; 2 — при $dV = 2$ В

Отсутствие четко выраженного излома на кривой чаще всего обусловлено именно наличием разности потенциалов. Чтобы количественно оценить dV достаточно снять зависимость фазы колебаний зонда от напряжения, приподняв зонд над поверхностью образца. Положение экстремума фазовой кривой соответствует искомой разности потенциалов. В случае, изображенном на рис. 2, это значение составляет всего $-0,8$ В, тем не менее, даже такое незначительное рассогласование может существенно ухудшить магнитное изображение, получаемое при двухпроходном сканировании — рис.3.

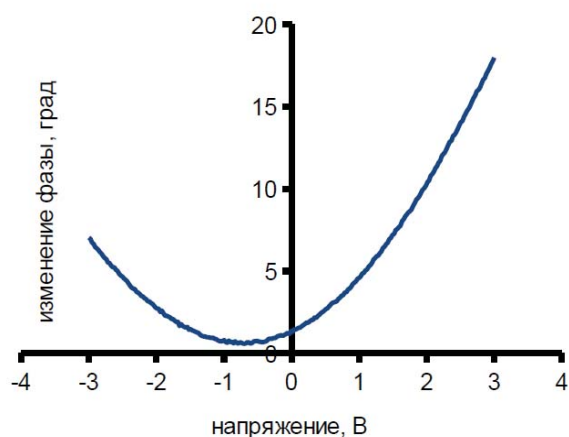


Рис. 2. Зависимость фазы от напряжения

Измерение потенциала поверхности

Методики, используемые при измерении потенциала поверхности носят обобщенное название метод зонда Кельвина или Кельвин мода (КМ). Имеется множество вариантов технической реализации КМ, хотя в их основе лежит одна и та же идея. На зонд прикладывается переменное напряжение V_{ac} на частоте f_{ac} и постоянное напряжение V_{dc} . Меняя уро-

вень V_{dc} добиваются исчезновения отклика системы на частоте f_{ac} . Это значение V_{dc} соответствует разности потенциалов зонда и ближайшего участка поверхности.

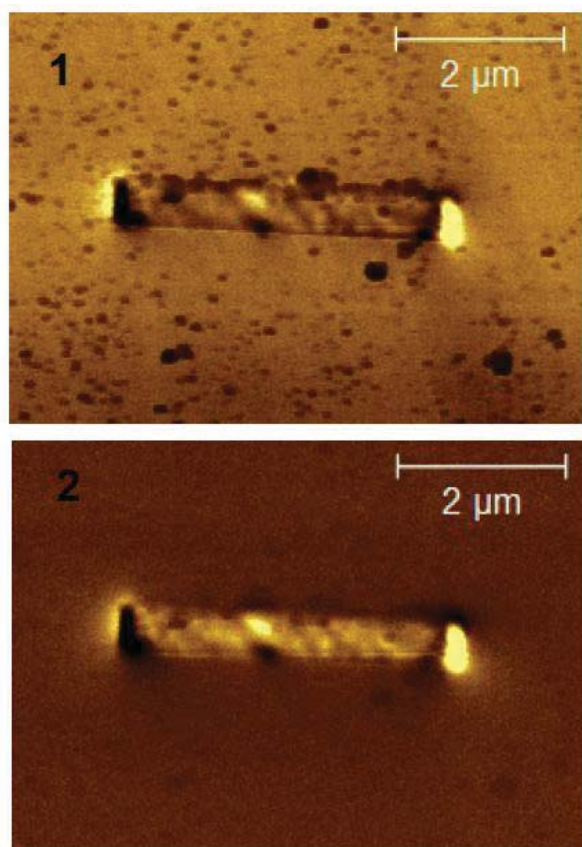


Рис. 1. MFM изображения: 1 - при $dV = 0.8$ В; 2 - при $dV = 0$

Две основные группы методик различаются тем, что понимается под откликом. Это может быть амплитуда, частота или фаза колебаний зонда. В первом случае говорят об амплитудной модуляции, а интенсивность колебаний зонда зависит от силы электростатического взаимодействия. Альтернативный подход (частотная модуляция) заключается в том, что регистрируется модуляция на частоте f_{ac} частоты или фазы колебаний зонда при его стандартном механическом возбуждении пьезопреобразователем. Сдвиг частоты зависит не от силы, а от градиента силы электростатического взаимодействия. Это определяет целый ряд преимуществ подобного «градиентного» метода измерения потенциала. Особенно важно подчеркнуть, что в случае, когда необходимо получить MFM изображение на образце с существенным перепадом потенциала по площади, лишь градиентный метод позволяет решить эту задачу.

Еще одно различие методик заключается в количестве проходов, выполняемых в КМ. Наряду со стандартным двухпроходным методом часто используется однопроходная методика, при которой одновременно выполняется измерение профиля и потенциала. Это дает определенный выигрыш во времени, однако, как будет показано, имеет ряд недостатков. При полуконтактном режиме взаимодействия зонда с поверхностью увеличиваются шумы электрических измерений, а при бесконтактном — наличие электрической накачки может приводить к существенным ошибкам в измерении профиля поверхности.

Контактные электрические измерения

К методикам, требующим электрического и механического контакта зонда с поверхностью относятся измерения тока и пьезоотклика. При стандартном контактном сканировании велика вероятность повреждения кончика зонда. Чтобы обойти эту проблему в последнее время успешно применяются прерывисто-контактные методики (например, PeakForce Tapping или Hybrid Mode). Зонд колеблется на нерезонансной частоте в несколько КГц и в момент контакта с поверхностью выполняются необходимые измерения. В то же время хотелось бы обратить внимание на перспективность альтернативного подхода, когда перемещение зонда вдоль поверхности происходит в полуконтактной моде, а в точке измерения зонд переводится в контакт с поверхностью. Это позволяет при необходимости увеличить время измерения, использовать более узкополосные усилители и уменьшить шумы.

При проведении контактных измерений следует учесть, что в точке контакта зонда с поверхностью могут возникать очень высокие плотности тока, приводящие к повреждению металлизации. К примеру, если площадь контакта составляет 100 нм^2 , напряжение 1 мВ (ошибка при выставлении нулевого напряжения может существенно превышать это значение), а сопротивление зонда 1 кОм , то плотность тока будет составлять 10^{10} А/м^2 . То есть, даже при номинально нулевом напряжении на зонде, при контакте с проводящей поверхностью, он может быть поврежден. Чтобы избежать этого целесообразно вводить в цепь балластное сопротивление, ограничивающее максимальный ток.

Исследование процессов формирования скирмионов и 360-градусных доменных стенок (1D-скирмионов) в пленках CoPt и CoPd

М.П. Темиряева^{1*}, А.В. Здоровейцев^{2§}, О.В. Вихрова², А.В. Кудрин²,
А.В. Садовников^{3,4}, С.А. Никитов^{3,4,5}, А.Г. Темиряев¹

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190.

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

³ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009.

⁴ Лаборатория «Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

⁵ Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

* mtemiryazeva@gmail.com, § zdorovei@nifti.unn.ru

Предложен новый метод магнитно-силовой микроскопии, позволяющий детально исследовать процессы локального изменения доменной структуры образца под воздействием пространственно-неоднородного магнитного поля зонда атомно-силового микроскопа.

Введение

В работе [1], было показано, что под воздействием пространственно-неоднородного магнитного поля, создаваемого зондом атомно-силового микроскопа (АСМ), в пленках CoPt могут образовываться уединенные домены малого размера, имеющие, по всей видимости, структуру скирмионов. В данном докладе мы хотим предложить методику АСМ сканирования, позволяющую детально исследовать данный процесс. Объектами исследования являются пленки CoPt и CoPd, полученные методом электронно-лучевого испарения в высоком вакууме [2, 3].

Методика магнитных измерений

Возможности использования стандартной двухпроходной методики магнитно-силовой микроскопии (МСМ) для изучения перемагничивания весьма ограничены. Локальное изменение доменной структуры происходит на первом проходе, когда измеряется профиль поверхности, и зонд максимально приближен к образцу. На втором проходе той же линии скана зонд находится на большем расстоянии до поверхности, что позволяет зафиксировать магнитное состояние. Однако, получаемое при этом магнитное изображение не слишком информативно. Если локальное перемагничивание происходит на каждой из N линий скана, то маг-

нитная картинка будет составлена из N линий, соответствующих N различным состояниям магнитной структуры. Часто такое изображение представляет из себя набор не связанных линий, на которых хаотично расположены участки притяжения и отталкивания, обусловленных магнитным взаимодействием[°]— рис. 1.

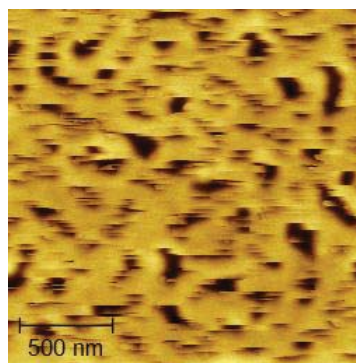


Рис. 1. Типичное МСМ изображение, получаемое при стандартном двухпроходном сканировании

Мы предлагаем исследовать процессы локального перемагничивания, фиксируя вид доменной структуры на всей площади сканирования после каждой линии прохода зонда на близком расстоянии от поверхности. Таким образом мы получаем серию из N изображений, из которых можно составить видеоролик. Подобный подход позволяет наглядно показать процесс преобразования лабиринтной до-

менной структуры в скирмионы — рис. 2. Повторное сканирование той же области дает возможность исследовать устойчивость скирмионов.

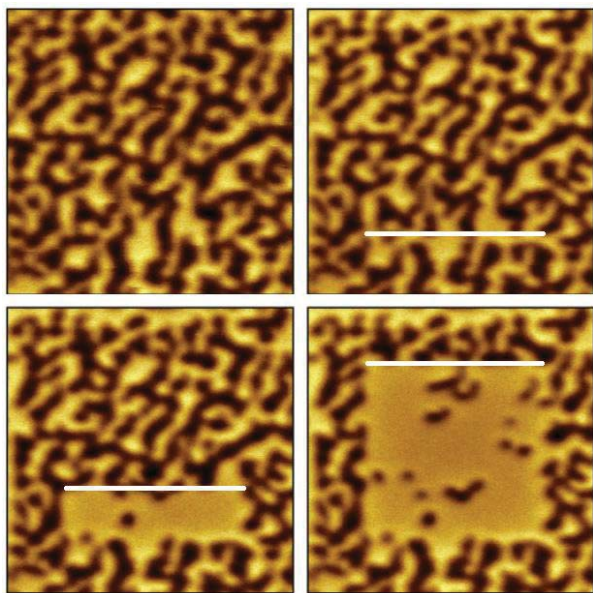


Рис. 2. Визуализация процесса образования скирмионов. Белая линия показывает положение прохода зонда на близком расстоянии от поверхности, после которого было получено магнитно-силовое изображение. Размер скана — 5 мкм

Результаты эксперимента

Был проведен ряд экспериментов по исследованию воздействия магнитного поля зонда на доменную структуру пленок с различным исходным состоянием намагниченности: 1) лабиринтная структура, характерная для размагниченной пленки; 2) намагниченная до насыщения пленка; 3) участки образца, на которых были предварительно сформированы скирмионы. Показано, что структуры со скирмионами обладают наибольшей устойчивостью по отношению к воздействию локального магнитного поля зонда. Из лабиринтной структуры при таком воздействии образуются скирмионы, в однородно намагниченном состоянии происходит переворот намагниченности без образования доменов.

Топологическая устойчивость скирмионов является их важной отличительной особенностью. Таким образом результаты наших экспериментов свидетельствуют в пользу того, что наблюдаемые нами изолированные домены малого размера могут иметь структуру скирмионов. Дополнительным доводом могут служить результаты измерений спектров спиновых волн в таких пленках с помощью Мандельштам-Бриллюэновской спектроско-

пии, свидетельствующие о наличии сравнительно сильного взаимодействия Дзялошинского-Мория.

Процесс образования скирмионов наблюдался в пленках, полученных методом электронно-лучевого испарения в высоком вакууме при последовательном нанесении десяти чередующихся слоев Pt или Pd толщиной 0.5 нм и Co толщиной 0.3 нм. В образцах, содержащих более тонкие слои Co и имеющих более крупную доменную структуру, был обнаружен еще один любопытный эффект — возникновение 360-градусной доменной стенки. Такая стенка может образовываться при сближении двух 180-градусных стенок с разной хиральностью и представляет из себя одномерный скирмион.

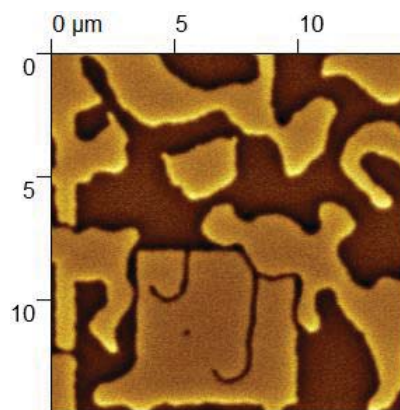


Рис. 3. Внутри перемагниченного квадрата образовались 360-градусные доменные стенки (узкие темные линии на изображении)

Работа выполнена при поддержке проектной части госзадания Министерства науки и высшего образования (№8.1751.2017/ПЧ) и фонда РФФИ (грант 18-29-19137 мк и 18-57-76001 ЭРА_a).

Литература

1. А.Г. Темиряев, М.П. Темиряева, А.В. Здоровейцев, О.В. Вихрова, М.В. Дорохин, П.Б. Демина, А.В. Кудрин //ФТТ, том 60, вып. 11 стр. 2148-2165
2. А.В. Здоровейцев, М.В.Дорохин, О.В. Вихрова, П.Б. Демина, А.В. Кудрин, А.Г. Темиряев, М.П. Темиряева // ФТТ, Т.58, В.11, С. 2186-2189.
3. А. В. Здоровейцев и др. Труды X Всероссийской школы-семинара по направлению «Диагностика наноматериалов и наноструктур» Рязань, 2018 г. Том 1, С. 64-84.

Сканирующая емкостная микроскопия в исследовании кристаллов TGS с профильным распределением примеси

А.Л. Толстихина¹, Р.В. Гайнутдинов¹, Н.В. Белугина¹, А.К. Лашкова¹,
В.Н. Шут², С.Е. Мозжаров², И.Ф. Кашевич^{2,3}

1 Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский просп., 59, Москва, 119333.

2 Институт технической акустики НАН Беларуси, пр-кт Лядникова, 13, Витебск, Беларусь, 210027.

3 ВГУ им. П.М. Машерова, Московский проспект, 33, Витебск, Беларусь, 210032.

alla@ns.crys.ras.ru

Емкостная методика сканирующей силовой микроскопии применена для исследования монокристаллов триглицинсульфата с периодической примесной структурой. Получены контрастные емкостные изображения высокого разрешения сегнетоэлектрических полосчатых микроструктур с очень малым различием в количестве примеси.

Введение

Сканирующая емкостная микроскопия известна как метод измерения пространственных вариаций емкости с высоким разрешением. Преимущественно используется для высокоточного определения концентрационного профиля легирующей примеси в полупроводниковых структурах [1]. К сегнетоэлектрикам пока этот метод применялся мало, о чем можно судить по ограниченному количеству исследовательских работ, и его потенциал в данном плане еще не раскрыт. На примере монокристаллов триглицинсульфата с ростовой периодической примесной структурой (TGS – TGS+Cr) нами изучены возможности сканирующей емкостной силовой микроскопии в нанодиагностике модулированных сегнетоэлектрических структур.

Методика эксперимента

Монокристаллы TGS с профильным распределением примеси ионов хрома (Cr^{3+}) были выращены в ИТА НАН Беларуси. Образцы кристаллов с выходящими на поверхность (010) полосами TGS и TGS+Cr были исследованы методом сканирующей емкостной силовой микроскопии (СЕМ) на микроскопе NTEGRA Prima (НТ-МДТ, Россия). Использовали кремниевые кантилеверы с покрытием Pt (марка SCM-PIT, Bruker) с частотой 75 кГц, постоянной жесткости 2,8 Н/м, радиусом закругления острия ~ 20 нм. Измерения в емкостном режиме проводили при приложении U_{ac} с амплитудой 3 – 4 В и частотой 29 кГц. Результаты детектирования локальной емкости были

сопоставлены с топографическими измерениями поверхности и данными микроскопии пьезоэлектрического отклика (МПО), сканирующей силовой микроскопии Кельвина (СМК) и проводящей АСМ (ПАСМ).

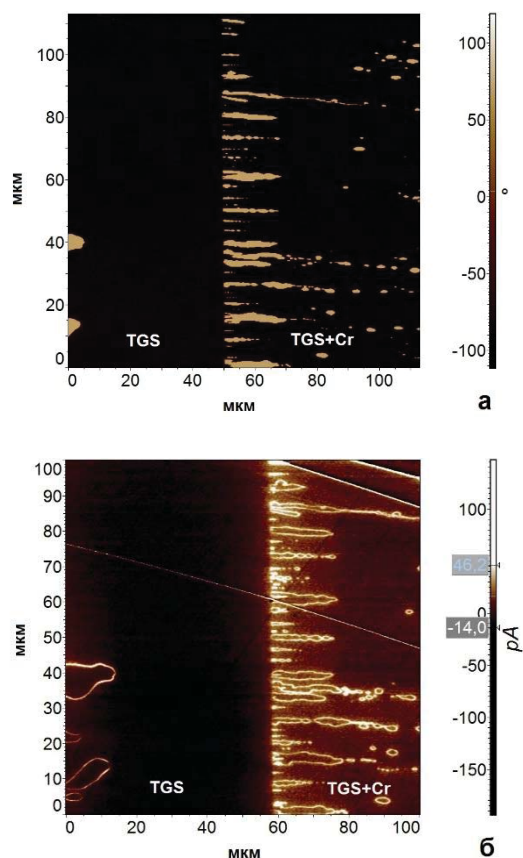


Рис. 1. Изображение одного и того же участка полярной поверхности кристалла TGS – TGS+Cr с границей между полосами TGS и TGS+Cr: МПО (а), СЕМ (б)

Результаты и их обсуждение

Методом МПО и СЕМ были получены изображения одного и того же участка полярной поверхности с границей между «чистой» (TGS) и примесной (TGS + Cr) полосами (рис.1). На МПО-изображении разница в контрасте (светлый, темный) обусловлена только переменной знака полярности 180° -ных доменов (рис.1а). Местоположение примесной полосы можно предположительно определить по наличию мелкодисперсных доменов противоположного знака, выстроившихся вдоль линии границы, и в самой полосе (рис.1а). На СЕМ-изображении наблюдаются три типа контраста: светлый, соответствующий доменным границам, темный – полосе TGS, и еще один промежуточный «серый» – полосе TGS + Cr (рис.1б). То есть местоположение примесных полос уже четко определяется по контрасту без привязки к доменной структуре. Конфигурация доменов одинаково отображается на обоих изображениях, причем действительно они располагаются вдоль границы примесной полосы. Наряду с доменными границами на емкостном изображении также видны отдельные элементы рельефа поверхности – выступающие гребни ступеней скола (рис.1б).

На токовых изображениях, полученных ПАСМ, полосы с примесью не выявляются, а в области доменной стенки наблюдается более высокая проводимость. Метод СМК также не обнаруживает различия в полосах, но позволяет установить знак сегнетоэлектрических доменов.

Метод рентгенофлуоресцентного анализа позволил с высокой точностью определить концентрацию хрома в полосах и установить периодический характер распределения примеси в кристалле TGS – TGS+Cr [2]. Разница в концентрации Cr «чистых» и примесных полос составила $\sim 0,08$ вес%, что при данных условиях измерения дало ощутимое различие в сигнале, формирующем емкостное изображение полос, в 1– 2%. Нами была сделана попытка оценить предельную концентрацию Cr, при которой еще можно наблюдать промежуточный контраст на полосах TGS + Cr. Однако, исследование кристалла, выращенного в растворе с пониженной концентрацией хрома (меньше обычной в 3 – 4 раза), показало, что даже и в этом случае получаются контрастные емкостные изображения примесных полос.

Локальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) измеряли с помощью петаомметра B2987A на зондовой станции «Cascade Microtech Tesla». Площадь зонда составляла 1 мкм^2 . Сравнительное исследование проводимости полос показало на начальных омических интервалах ВАХ в 1,5–3 раза большую величину тока для примесных участков поверхности по сравнению с «чистыми». Наиболее естественно рост проводимости в примесных слоях объяснить за счет сквозной электронной проводимости и повышенной плотности доменных стенок.

Интересную информацию об особенностях строения доменных границ дают емкостные изображения полосчатых структур. Так, на рис.2 можно видеть, что в примесной полосе плотность доменных границ в несколько раз выше и заряд распределяется более равномерно по доменным стенкам, чем в «чистой».

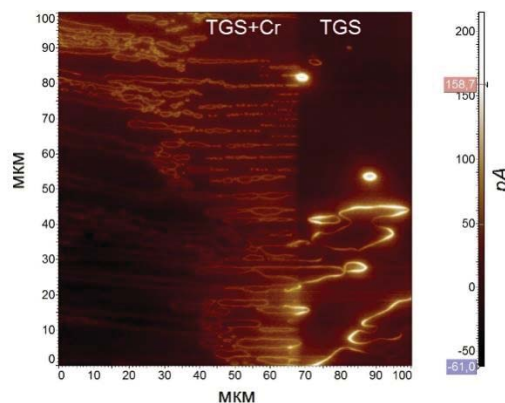


Рис. 2. Емкостное изображение (амплитудный контраст) участка полярной поверхности кристалла TGS–TGS+Cr с границей между полосами TGS и TGS+Cr

Емкостная методика сканирующей силовой микроскопии позволяет выявлять распределение очень малого количества электрически активной примеси в модулированной сегнетоэлектрической структуре. Она может быть использована для получения визуальной информации о местоположении областей поверхности сегнетоэлектрика с градиентом состава и особенностях строения доменных границ.

Литература

1. R.A. Oliver, Rep. Prog. Phys. 71, 076501 (2008)
2. Р.В. Гайнутдинов, А.Л. Толстихина, Н.В. Белугина и др. // Кристаллография, Т. 63, №5. С.766 (2018).

Терагерцовый резонансный антенна-зонд для терагерцовой ближнепольной микроскопии

В.Н. Трухин^{1*}, И.А. Мустафин¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*valemb@mail.ru

В настоящей работе были синтезированы и исследованы терагерцовые зонды, позволяющие увеличивать за счет эффекта громоотвода ближнее поле на конце зонда на резонансных частотах, определяемых геометрией зонда и параметрами исследуемой среды.

Введение

Основной задачей терагерцовой (ТГц) ближнепольной микроскопии является количественное определение оптических параметров (комплексная диэлектрическая проницаемость) исследуемых нанобъектов. Применение в ближнепольной микроскопии терагерцовых спектрометров с временным разрешением подавало определенные надежды на решение этой задачи, так как терагерцовые спектрометры с временным разрешением позволяли регистрировать как амплитуду, так и фазу терагерцовой волны, рассеянной в результате ближнепольного взаимодействия. Однако, оказалось, что на спектральное распределение ближнепольного сигнала, существенно влияют параметры самого зонда. Например, для зонда с конусообразным концом временное распределение ближнепольного сигнала представляло собой интеграл от соответствующей волновой формы терагерцовой волны, падающей на зонд и, соответственно, происходило ослабление высокочастотных спектральных компонент. Поэтому значительный интерес представлял бы метод или способ, позволяющий усиливать ближнее поле терагерцового зонда на определенных частотах с соответствующей зависимостью этих частот от оптических параметров исследуемой среды. В настоящей работе были синтезированы и исследованы терагерцовые зонды, позволяющие увеличивать за счет эффекта громоотвода ближнее поле на конце зонда на резонансных частотах, определяемых геометрией зонда.

Методика эксперимента

Терагерцовые зонды изготавливались методом химического травления вольфрамовых проводов. Перво-

начальный диаметр провода стравливался до диаметра порядка 10 мкм на определенной длине (50 - 150 мкм), а затем конец провода заострялся до радиуса закругления порядка 100 нм (рис.1).

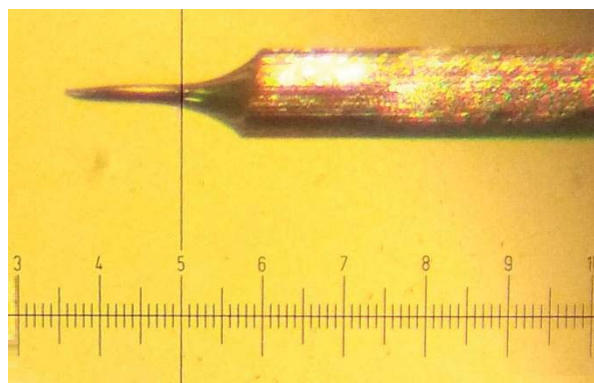


Рис. 1. Терагерцовый антенна-зонд (1 деление – 100 мкм)

Эксперименты с терагерцовыми резонансными антенна-зондами были выполнены с использованием терагерцового ближнепольного микроскопа. Он представлял собой когерентный ТГц спектрометр с временным разрешением с интегрированным в него атомно-силовым микроскопом (АСМ), работающим в полуконтактном режиме [1]. Генерация терагерцового излучения осуществлялась при помощи фотопроводящей антенны на основе низкотемпературного GaAs, облучаемой фемтосекундными импульсами титан-сапфирового лазера. Детектирование терагерцового излучения производилось на основе техники электрооптического стробирования. Это позволяло измерять текущее состояние электрического поля ТГц импульса во времени и определять как его амплитуду, так и фазу. В качестве образцов использовались пластины Si, на которые были нанесены пленки Au, и пластины легированных полупроводников. В ходе экспериментов

исследовались волновые формы и соответствующие им спектры импульсного ТГц излучения, рассеянного на зонде за счет взаимодействия образца с ближнепольными компонентами ТГц электромагнитного поля, создаваемого освещенным зондом.

Результаты и обсуждение

Типичные волновые формы терагерцового импульса, рассеянного в результате ближнепольного взаимодействия в случае нахождения под зондом металлической поверхности Au и поверхности полупроводника, представлены на рис.2.

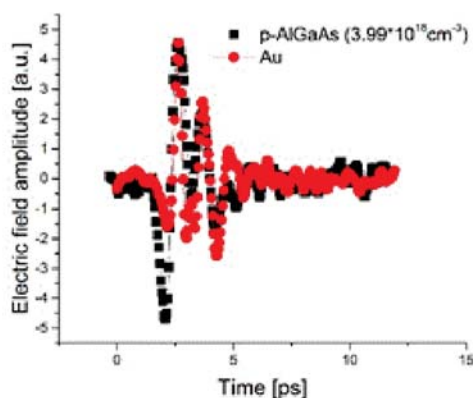


Рис. 2. Волновые формы ТГц импульсов (нормировка по амплитуде первого импульса)

На временном интервале порядка пикосекунды появляется новый ТГц импульс, который, по-видимому, обусловлен отражением начального возбуждения от верхнего конца антенны-зонда, прошедшего по длине антенны и переизлученного нижним концом зонда. В результате спектр ближнепольного сигнала представлял собой набор резонансных пиков (рис.3). Их положение определялось как длиной узкой части зонда, так и параметрами образца. Оказалось, что для случая, когда под зондом находится металлический образец, зонд функционирует как четвертьволновой диполь (линейная антенна) и положение резонансных пиков определяется соответствующей гармоникой, возбуждаемой терагерцовой антенной. В случае, когда под зондом находились образцы легированных полупроводников, происходило смещение резонансных

частот. Так, при сравнении спектров на рис.3, видно, что резонансные пики (первый и второй) смещаются примерно на 30-100 ГГц. Было выполнено математическое моделирование, в котором суммарный импеданс эквивалентной цепи представлял входной импеданс антенны (тонкий цилиндр), нагруженной на импеданс слоистой среды. Расчеты импеданса были основаны на использовании теоремы Пойнтинга в комплексном виде [2,3]. Численные расчеты показали, что смещение гармоник по частоте от величины проводимости образца, находящегося под зондом, незначительно и составляет несколько процентов от величины резонансной частоты. Результаты численного расчета качественно соответствовали экспериментальным данным.

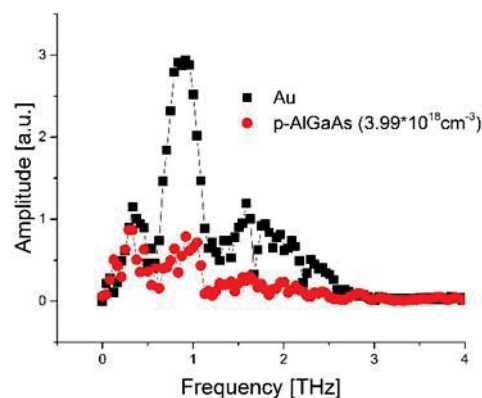


Рис. 3. Спектры рассеянного импульсного ТГц излучения (черная кривая – образец Au, красная кривая – образец AlGaAs)

Работа частично была поддержана программой Президиума РАН.

Литература

1. В.Н. Трухин, А.В. Андрианов, В.А. Быков и др. // Письма ЖЭТФ, т. 93, 134 (2011).
2. Л.А. Вайнштейн, Электромагнитные волны // М.: Радио и связь (1988).
3. М.Л. Левин // Ученые записки Горьковского государственного университета, в. XVI, физико-математическая серия, 283 (1950).

Сотовое расположение атомов Tl в 2D соединении TlRb/Si(111): влияние адсорбционных положений на электронную структуру

А.Ю. Тупчая^{1,*}, Л.В. Бондаренко¹, Д.В. Грузнев¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, С.В. Еремеев^{3,4}, М.В. Рыжкова¹, Д.А. Цуканов^{1,2}, А.В. Зотов^{1,2}, А.А. Саранин^{1,2}

1 Институт автоматки и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041.

2 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950.

3 Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, 634021.

4 Томский государственный университет, Томск, 634050.

*tupchaya@iacp.dvo.ru

Теоретически предсказано, что слои тяжелых металлов, имеющие сотовую структуру на поверхности Si(111), обладают свойствами квантового спинового изолятора Холла (quantum spin Hall (QSH) insulator). В настоящей работе представлены результаты исследований поверхностной реконструкции (Tl, Rb)/Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$, в которой атомы тяжелого металла Tl формируют сотовую структуру, стабилизированную атомами Rb. Система такого типа была получена впервые и полностью охарактеризована экспериментально и теоретически.

В последнее время главной современной тенденцией в науке о поверхности стали теоретические и экспериментальные исследования низкоразмерных соединений толщиной в один атомный слой, образованных адсорбатами на кристаллических поверхностях. Основная цель - найти соединения, которые обладали бы нетривиальными электронными свойствами. Одним из ярких примеров является быстрое развитие области топологических материалов, в частности двумерных топологических изоляторов, также известных как квантовые спиновые изоляторы Холла (QSH) [1]. Стоит отметить, что наибольший прогресс в этой области достигнут, в основном, на теоретическом фронте. Одним из направлений поиска систем со свойствами QSH изолятора было описано моделью, введенной Кейном и Меле [2], которая предполагает, что в случае двумерного полуметалла с сотовой структурой (такой как графен) любое собственное спин-орбитальное взаимодействие снимет вырождение зоны и откроет нетривиальную щель, чтобы перевести систему в состояние QSH изолятора. Был проведен ряд теоретических исследований, в соответствии с которыми было предсказано, что различные атомные слои, имеющие сотовую структуру, помещенную на поверхность Si(111), обладают свойствами QSH изолятора [3]. В частности, было высказано предположение, что сотовая структура атомов тяжелых металлов может быть стабилизирована атомами гало-

генов, Cl, Br или I [4] или водородом [5], центрирующими соты тяжелых металлов. Однако до настоящего времени экспериментаторам не удалось вырастить на Si(111) слой тяжелых атомов, который бы имел сотовую структуру.

Результаты и обсуждение

Процесс формирования соединения TlRb/Si(111) заключается в осаждении атомов Rb при комнатной температуре на предварительно приготовленную поверхность Si(111)1×1-Tl, покрытие Tl в которой составляет 1 МС. В результате на поверхности формируется сотовая структура с периодом решетки $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ (рисунок 1 а).

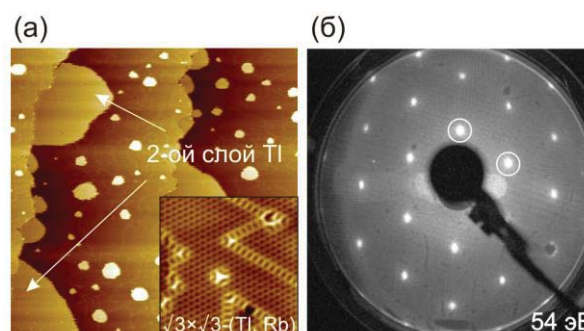


Рис. 1. Реконструкция TlRb/Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$, сформированная по всей поверхности: (а) СТМ изображения 200×200 нм² и 15×15 нм². (б) ДМЭ изображение. Белыми кругами обозначены рефлексы $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$

Характерной особенностью этого соединения является появление участков второго слоя Tl. Это служит указанием на то, что часть атомов Tl, при образовании реконструкции $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Tl, Rb), замещаются атомами Rb.

Несмотря на присутствие избыточного количества атомов Tl, на изображении дифракции медленных электронов наблюдается хорошо упорядоченная поверхность $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Tl, Rb) без каких-либо дополнительных особенностей (рисунок 1 б).

Поиск возможного структурного устройства этой поверхности привел к модели, показанной на рисунке 2. Модель включает в себя $2/3$ МС атомов Tl, образующих сотовый массив, и $1/3$ МС атомов Rb, расположенных в центре каждого сотового элемента.

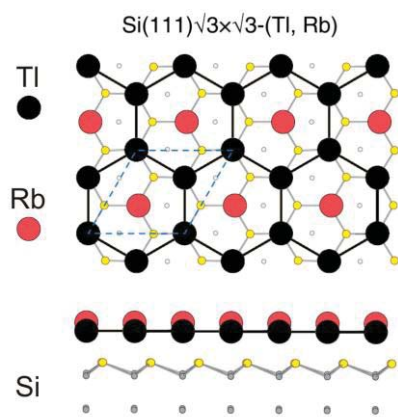


Рис. 2. Модель реконструкции TlRb/Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$

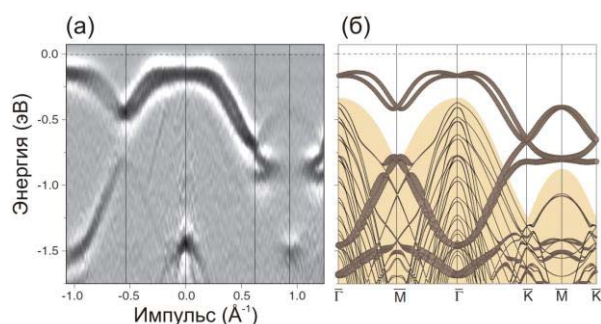


Рис. 3. Электронная структура поверхностной реконструкции TlRb/Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$: (а) вторая производная экспериментального спектра УФЭС. (б) рассчитанная зонная структура

Исследования электронных свойств соединения TlRb/Si(111), проведенные экспериментально и

теоретически, показали, что, не смотря на сформированный сотовый массив, состоящий из атомов тяжелого металла Tl, теоретически предсказанные свойства QSH изолятора у данного соединения не наблюдаются (рисунок 3).

Для определения причины были проведены расчеты гипотетической системы (Tl, H)/Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$. В результате было выяснено, что электронная структура и топология зон сотового слоя Tl на поверхности Si(111) определяется положением атомов Tl относительно подложки кремния. Положение атомов Tl, в свою очередь, задается атомом примеси, который центрирует соту Tl. Если такой атом является акцептором, то предпочтительной становится позиция T₁ и проявляются свойства QSH изолятора с большой запрещенной зоной. Если центрирующий атом является донором, как в случае с Rb, атомы сотового слоя находятся в положениях T₄ и состояние Дирака лежит ниже уровня Ферми и свойства QSH изолятора не проявляются. Таким образом, исследование реконструкции (Tl, Rb)/Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ показали, что для реализации состояния QSH изолятора требуется не только сотовое расположение атомов тяжелых металлов в слое, но также сильно влияет адсорбционное место атома примеси, а также их химическое взаимодействие с подложкой [6].

Работа поддержана грантами № 0262-2018-0062 и РФФИ № 19-2-00549а.

Литература

1. L. Kou, *et al.* // Phys. Chem. Lett. 8, 1905-19 (2017).
2. C. L. Kane, *et al.* // Phys. Rev. Lett. 95, 226801 (2005).
3. C. P. Crisostomo, *et al.* // Nano Lett. 15, 6568-74 (2015).
4. M. Zhou, *et al.* // Proc. Natl. Acad. Sci. 111, 14378-8163 (2014).
5. M. Zhou, *et al.* // Sci. Rep. 4, 7102-6 (2014).
6. L. V. Bondarenko, *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter 30, 415502 (2018).

Исследование методом атомно-силовой микроскопии резистивного переключения сложными сигналами в плёнках стабилизированного диоксида циркония

Д.О. Филатов*, М.Н. Коряжкина, Д.А. Антонов, И.Н. Антонов,
Д.А. Лискин, М.А. Рябова, О.Н. Горшков

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

*dmitry_filatov@inbox.ru

Методом атомно-силовой микроскопии с проводящим зондом изучены особенности локального резистивного переключения в плёнках стабилизированного диоксида циркония на проводящих подложках треугольными импульсами с наложением высокочастотного синусоидального сигнала. Обнаружено улучшение отношения значений силы тока через контакт зонда к поверхности диэлектрической плёнки в высокоомном и низкоомном состояниях, а также временной стабильности значений силы тока через зонд в указанных состояниях при наложении синусоидального сигнала по сравнению с переключением треугольными импульсами. Эффект связан с резонансной активацией миграции ионов кислорода по вакансиям в переменном внешнем электрическом поле.

Введение

В последние годы исследования резистивного переключения (РП) привлекают большое внимание [1]. Эффект РП заключается в обратимом бистабильном (мультистабильном) изменении электропроводности диэлектрической прослойки, заключённой между двумя проводящими электродами (такие приборы называются *мемристорами* [2]), под действием электрического поля между ними [3]. Общепринятым механизмом РП в оксидах считается разрушение и восстановление проводящих филаментов из вакансий кислорода (V_O) между электродами под действием электрического поля [4]. На основе РП возможно создание устройств энергонезависимой памяти [5], нейроморфных устройств [6] и др. В настоящее время практическое применение мемристоров сдерживается недостаточной стабильностью параметров РП – напряжения переключения из состояния с высоким сопротивлением (СВС) в состояние с низким сопротивлением (СНС, SET процесс) и обратно (RESET процесс) V_{SET} и V_{RESET} , значения силы тока через мемристор в СВС и СНС I_{OFF} и I_{ON} , и др. [7].

Одним из перспективных подходов к повышению стабильности мемристоров является применение переключающих сигналов специальной формы [8]. В настоящей работе методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) [9] исследовано локальное РП

в плёнках $ZrO_2(Y)$, который считается перспективным материалов для мемристоров ввиду высокой подвижности ионов O^{2-} [10], при переключении треугольными импульсами с наложением синусоидального сигнала.

Экспериментальная часть

Плёнки $ZrO_2(Y)$ ($\approx 12\%$ мол. Y_2O_3) толщиной $d \approx 4$ нм осаждались методом высокочастотного магнетронного распыления при 300 °С при помощи вакуумной установки Torr International 2G1-1G2-EB4-TN1 на подложках Si(001) с предварительно осаждённым слоями SiO_2 (500 нм), Ti и TiN (по 25 нм).

Исследования РП проводились на АСМ Omicron UHV AFM/STM LF1 в высоком вакууме ($\sim 10^{-5}$ Торр) в контактной моде (рис. 1). Использовались зонды НТ-МДТ NSG-11 DCP.

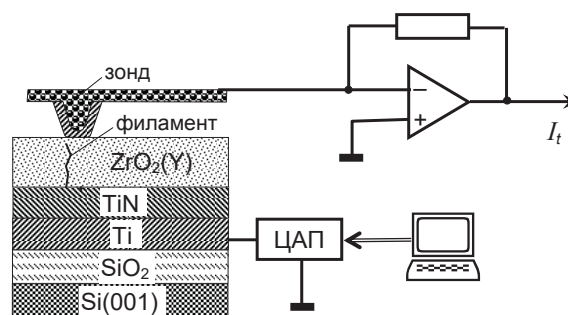


Рис. 1. Схема эксперимента

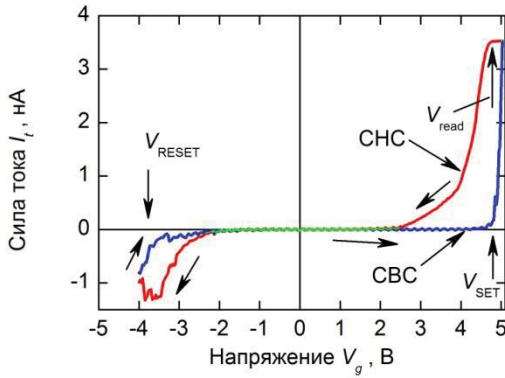


Рис. 2. ВАХ контакта АСМ зонда к плёнке ZrO₂(Y)

Между зондом и подслёем TiN подавалось пилообразное напряжение V_g от ЦАП АСМ контроллера НТ-МДТ Solver Pro и измерялись циклические вольт-амперные характеристики (ВАХ) при литейной развёртке V_g от $V_{SET} \approx -4$ В до $V_{RESET} \approx 5$ В и обратно с наложением синусоидального сигнала с амплитудой $A = 0-2$ В и частотой $f = 0,4-10$ кГц.

Результаты и обсуждение

На ВАХ контакта АСМ зонда к плёнке ZrO₂(Y) наблюдался гистерезис, обусловленный биполярным РП (рис. 2). При наложении синусоидального сигнала с $A = 0,2$ В и $f = 1$ кГц соотношение I_{ON} и I_{OFF} при $V_{read} = 4,5$ В было почти на порядок величины больше, чем без него (рис. 3). Кроме того, значения I_{ON} и I_{OFF} в последнем случае увеличивались с ростом N , в отличие от случая переключения с наложением синусоидального сигнала. Повышение стабильности РП может быть связано с резонансной активацией дрейфа ионов O²⁻ в ZrO₂(Y) под действием внешнего переменного электрического поля.

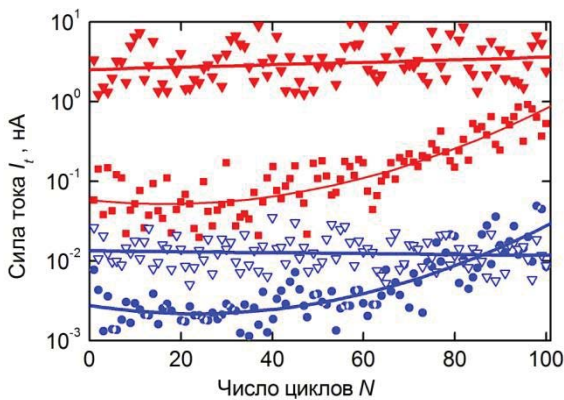


Рис. 3. Зависимости I_{ON} (B, !) и I_{OFF} (X, .) от числа переключений N . !, . — треугольные импульсы B, X — с наложением синусоидального сигнала ($A = 0,2$ В, $f = 1$ кГц)

Частота перескоков ионов O²⁻ на соседние вакансии f_i может быть оценена по порядку величины как

$$f_i \sim f_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (1)$$

где $f_0 \sim 10^{13}$ Гц – фонная частота, k – постоянная Больцмана, T – температура, $E_a \approx 0,55$ эВ [11] – энергия активации миграции (диффузии и дрейфа) ионов O²⁻, что даёт $f_i \approx 6,5$ кГц при 300 К. Данное значение по порядку величины соответствует частоте переменного синусоидального сигнала, применявшегося в эксперименте, f .

Заключение

Результаты настоящей работы показывают, что наложение высокочастотного синусоидального сигнала на переключающие треугольные импульсы напряжения приводит к повышению стабильности локального резистивного переключения в контакте АСМ зонда к плёнке ZrO₂(Y) на проводящей подложке. Эффект связан с резонансной активацией миграции ионов O²⁻ под действием внешнего переменного электрического поля.

Работа поддержана РФФИ (18-42-520059p_a).

Литература

1. F. Caravelli, J.P. Carbajal // Technol., 6, 118 (2018).
2. D.B. Strukov *et al.* // Nature, V. 453, 80 (2008.).
3. R. Waser, M. Aono // Nat. Mat., V. 6, 833 (2007).
4. I. Riess // J. Electroceram., V. 39, 61 (2017).
5. J. Ouyang Emerging Resistive Switching Memories / Springer, 2016.
6. Memristor and Memristive Neural Networks / Ed. A. James. IntechOpen, 2018.
7. D. Ielmini // Semicond. Sci. Technol., V. 31, 063002 (2016.).
8. C. La Torre *et al.* // Phys. Stat. Sol. A, V.213, 316 (2016).
9. M. Lanza // Mater., V. 7, 2155 (2014).
10. F. Pan *et al.* // Proc. 70th IEEE Dev. Res. Conf. (18-20 June 2012, University Park, TX, USA).
11. S. Tikhov *et al.* // Adv. Cond. Mat. Phys., 2028491 (2018).

Влияние морфологии поверхности на электронно-транспортные свойства тонких пленок и наноструктур из тугоплавких и ферромагнитных металлов: эксперименты и модели

Л.А. Фомин^{1*}, Г.М. Михайлов¹, И.В. Маликов¹, А.В. Черных¹
В.А. Березин¹, А.Э. Рассадин²

¹ Институт проблем технологии микрорлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

² Член правления нижегородского математического общества, Нижний Новгород.

*fomin@iptm.ru

Обнаружено существенное влияние морфологии поверхности, а также внутренних границ раздела и встроенных потенциалов на электронно-транспортные свойства эпитаксиальных пленок и наноструктур. В трехслойных структурах Mo/Nb/Mo наблюдалась осцилляционная зависимость проводимости от толщины внутреннего слоя Nb. Разработаны теоретические модели рассеяния электронов на поверхности, учитывающие ее морфологию, близкую к фрактальной.

Введение

В современной кремниевой технологии микрорлектроники в качестве межсоединений выступают металлические поликристаллические проводники. Было показано [1], что увеличение удельного сопротивления проводящей линии будет сильно ограничивать длину межсоединения и отрицательно влиять на характеристики интегральных микросхем.

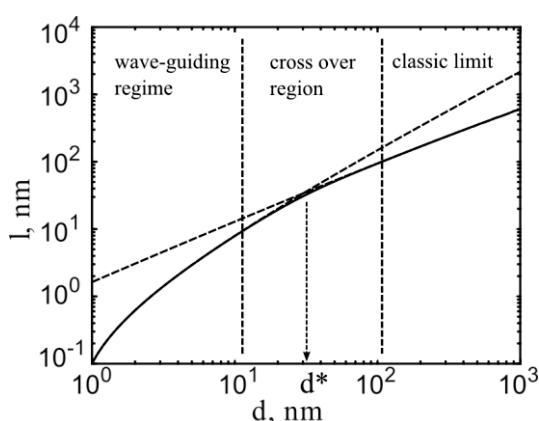


Рис. 1. Эффективная длина свободного пробега электронов в зависимости от диаметра нанопровода. Пунктиром обозначены асимптоты. Характерное значение диаметра при переходе от классического к волноводному пределу показано стрелкой

В связи с развитием суб-10 нм электроники влияние неровностей поверхности на электронный транспорт в проводниках становится определяю-

щим, и объемные свойства материала отходят на второй план. Традиционно применяемые в настоящее время для металлизации в микрорлектронике алюминий и медь с уменьшением размеров элементов и возрастанием плотности тока в них перестают удовлетворять современным требованиям. Низкие температуры плавления этих металлов ограничивают их применение, поскольку характерные процессы деградации, приводящие к отказам активных и пассивных элементов ИС, активируются с ростом отношения рабочей температуры к температуре плавления. Одним из методов решения указанных проблем является поиск альтернативных материалов, и очевидным преимуществом обладают эпитаксиально выращенные наноразмерные проводники из тугоплавких металлов [2]. В области нанометровых размеров увеличивается вклад в проводимость со стороны баллистического транспорта, могут проявляться квантовые эффекты для скользящих электронов, слаболокализационные эффекты. Все эти эффекты мало изучены, особенно в тонких монокристаллических проводниках, когда на первое место выходит качество поверхности, взаимодействие на поверхности.

Результаты и обсуждение

Нашей группой были разработаны теоретические модели рассеяния электронов на поверхности [3],

учитывающие ее морфологию, близкую к фрактальной, с использованием экспериментально полученных спектральных плотностей флуктуаций шероховатости поверхности, а также эффекты пространственного квантования для скользящих электронов. В простой дифракционной модели вводится угол дифракции для каждой из подзон поперечного размерного квантования, $\alpha_n = k_n/k_F$ и угол блокировки $\alpha_b = a/b$, где a – корень из дисперсии, а b – корреляционная длина шероховатости. Рассматривается условие, когда сумма этих углов равна эффективному углу $\alpha^* = (d/(Ql_0))^{1/2}$. Здесь параметр $Q = -\partial p/\partial a$ характеризует интенсивность рассеяния импульса электрона при нулевом угле падения при поверхностном рассеянии, а l_0 - длина свободного пробега электронов в объемном материале. Важно, что для малоугловых электронов существует минимальный угол $\alpha_{d1} = \alpha_1 + \alpha_b$ падения на поверхность. Это обстоятельство меняет классическую малоугловую модель электронного транспорта. В результате дифракционная модель дает следующее выражение для проводимости провода:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{l}{l_0} = 3\alpha^{*2} \left(\sqrt{1+\alpha^{*2}} \ln \left(\frac{1}{\alpha^*} + \sqrt{1+\frac{1}{\alpha^{*2}}} \right) \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} - 1 \right) \quad (1)$$

где l - эффективная длина свободного пробега электронов, а $\gamma = \alpha^*/\alpha_{d1}$. Расчет с использованием этого выражения (рисунок 1) показал, что области больших диаметров нанопровода имеет классический предел, когда зависимость l от диаметра близка к линейной. Когда диаметр небольшой, реализуется волноводный режим [4]. В переходной области, где $d \approx d^*$, размерная зависимость l нелинейна. В связи с применениями в спинтронике в квантовую модель рассеяния добавлено s-d обменное взаимодействие.

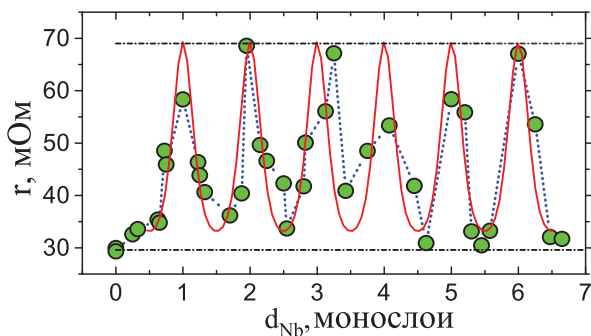


Рис. 2. Экспериментальная зависимость (кружки) и теоретическая (сплошная линия) сопротивления на квадрат трехслойной Mo/Nb/Mo пленки при 9.5 К от толщины прослойки из Nb

Реализована нанотехнология для создания монокристаллических гетероэпитаксиальных микро- и наноструктур из тугоплавких (W, Mo, Nb, Ta), ферромагнитных (Fe, Ni, пермаллоя) и половинных (Fe₃O₄, сплавы Гейслера) металлов, а также диэлектриков (MgO), включающая эпитаксию металлических (в том числе сверхтонких сплошных проводящих слоев толщиной менее 5 нм), а также диэлектрических пленок на монокристаллических подложках. Обнаружено существенное влияние морфологии поверхности, а также внутренних границ раздела и встроенных потенциалов на электронно-транспортные свойства эпитаксиальных пленок и наноструктур. В тонких эпитаксиальных пленках Mo при толщинах меньших длины свободного пробега при комнатной температуре зависимость длины свободного пробега от обратной толщины квадратичная, что согласуется с разработанными моделями рассеяния на шероховатой поверхности. В наномостиках, изготовленных из пленок W, зависимость этой величины от обратной ширины линейная, что объясняется влиянием дефектов, вносимых при ионном травлении. В трехслойных структурах Mo/Nb/Mo наблюдалась осциллирующая зависимость проводимости от толщины внутреннего слоя Nb (рисунок 2), что является иллюстрацией влияния внутреннего интерфейса Mo/Nb. Можно использовать следующую феноменологическую зависимость для сопротивления трехслойной пленки с полной толщиной d от толщины прослойки d_{Nb}

$$r(d, d_{Nb}) = 0.5r(d/2)D(d_{Nb}) + r(d)(1-D(d_{Nb})) \quad (2),$$

где $r(d/2)$ и $r(d)$ - сопротивления индивидуальных пленок Mo, соответственно, с половинной и полной толщиной, а

$$D(d_{Nb}) = \exp(-4d_0k_0 \sin^2(\pi d_{Nb})) \quad (3)$$

– вероятность прохождения электронов между слоями Mo. Величина d_0k_0 определяется шириной и высотой барьера на границе раздела Mo-Nb.

Литература

1. P. Kapur *et al.* // IEEE Transactions On Electron Devices, V. 49 590-597 (2002).
2. M. Hain *et al.* // Applied Surface Science, V. 91, 374-377 (1995).
3. Г.М. Михайлов, И.В. Маликов, А.В. Черных // Письма в ЖЭТФ Т.66 693-698 (1997).

СТМ-визуализация атомной структуры поверхности и приповерхностных дефектов в слоистых соединениях

А.Н. Чайка^{1,*}, В. Walls², О. Lubben², J.I. Cerdá³, L.V. Yashina⁴, D.Y. Tsukanova⁴, В.Н. Семенов¹, В.И. Орлов¹, С. Rogero^{3,5}, J.A. Martin-Gago³, K. Zhussupbekov², I.V. Shvets²

¹ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия

² CRANN, School of Physics, Trinity College Dublin, Ireland

³ Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid, ICMM-CSIC, Cantoblanco, Madrid, Spain

⁴ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁵ Centro de Física de Materiales CFM-MPC (CSiC-UPV/EHU), San Sebastián, Spain

*chaika@issp.ac.ru

Представлены исследования зависимостей СТМ-изображений атомного разрешения от параметров туннелирования для нескольких слоистых систем (упорядоченные ультратонкие слои силицида гадолиния на Si(111), поверхности скола многокомпонентных соединений $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$, GeTe). Проведенные СТМ-эксперименты демонстрируют сильную зависимость изображений атомного разрешения от состояния иглы и параметров туннелирования (напряжение, величина туннельного зазора) для всех исследованных систем. Изменение туннельного напряжения и расстояния между зондом и образцом позволяет получить информацию как об атомной структуре поверхности, так и о структуре дефектов в нескольких приповерхностных слоях. В частности, СТМ-изображения слоев $\text{Gd}_3\text{Si}_5/\text{Si}(111)$ несут информацию о расположении вакансий атомов кремния в пяти приповерхностных слоях. Результаты демонстрируют существенную роль релаксаций вершинного атома острия в процессе формирования атомного контраста в СТМ-эксперименте.

Роль электронной структуры зонда и параметров туннелирования (напряжения и величины туннельного промежутка) в сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) атомного разрешения исследовалась с момента её изобретения [1-3]. При малых величинах туннельного промежутка взаимодействие атомов зонда и поверхности приводит к изменению орбитальной структуры и смещениям взаимодействующих атомов в процессе сканирования. Это, в свою очередь, может приводить к изменению пространственного разрешения и симметрии измеряемых СТМ-изображений [4-6].

В докладе представлены результаты исследований процессов формирования СТМ-изображений атомного разрешения при различных состояниях острия зонда и параметрах туннелирования для нескольких слоистых систем, представляющих интерес с фундаментальной и практической точек зрения (упорядоченные слои силицида гадолиния на Si(111), поверхности скола кристаллов $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$, α -GeTe). СТМ-эксперименты демонстрируют сильную зависимость изображений атомного разрешения от состояния иглы и параметров туннелирования для всех исследованных систем. Изменение туннельного напряжения и расстояния между

зондом и образцом позволяет получить информацию как об атомной структуре поверхности, так и о положении дефектов (вакансий, атомов замещения) в нескольких приповерхностных слоях.

СТМ-эксперименты выполнены поли- и монокристаллическими вольфрамовыми зондами (W[001], W[111]) в условиях сверхвысокого вакуума с использованием микроскопов GPI-300 (300 K) и Cretec (78 K). Для интерпретации результатов СТМ-исследований системы $\text{Gd}_3\text{Si}_5/\text{Si}(111)$ выполнены теоретические расчеты с учетом реальной структуры острия зонда СТМ, выходящие за рамки традиционного метода Терсоффа и Хаманна [1].

Результаты экспериментов и теоретических расчетов демонстрируют, что СТМ-изображения системы $\text{Gd}_3\text{Si}_5/\text{Si}(111)$, измеренные при малых величинах туннельного промежутка, несут информацию о расположении вакансий атомов кремния в пяти приповерхностных слоях. Сопоставление результатов эксперимента и теоретических расчетов, выполненных для чистых и терминированных атомом кислорода вольфрамовых зондов, демонстрируют существенную роль релаксаций вершинного атома острия в формировании атомного контраста.

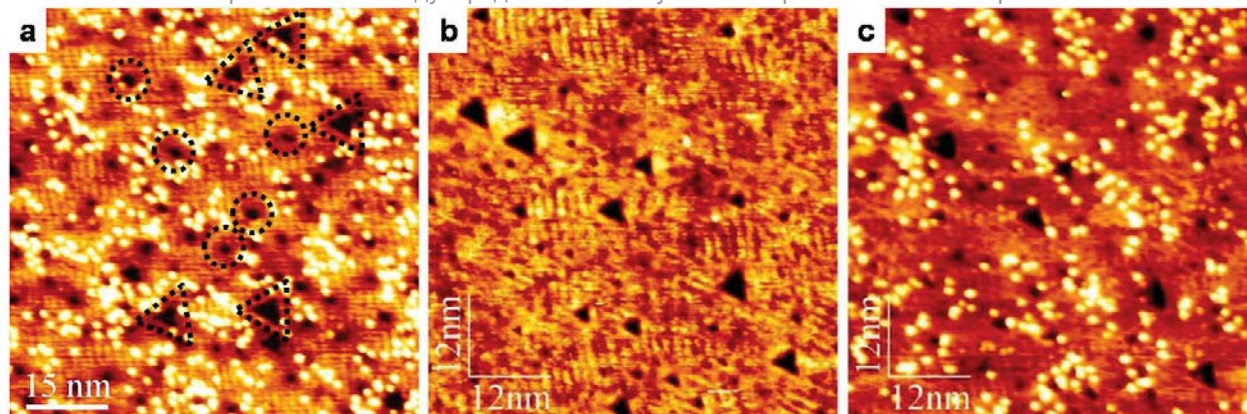


Рис. 1. (а) СТМ-изображение поверхности скола $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ ($x=0.049$), демонстрирующее различные типы дефектов (яркие и темные особенности на изображении, обозначенные кружками и треугольниками). (b,c) СТМ-изображения пустых и заполненных состояний одинакового участка поверхности, демонстрирующие различную визуализацию разных типов дефектов при изменении знака туннельного напряжения (изображения измерены при $U=0.8$ В (b) и $U=-0.8$ В (c))

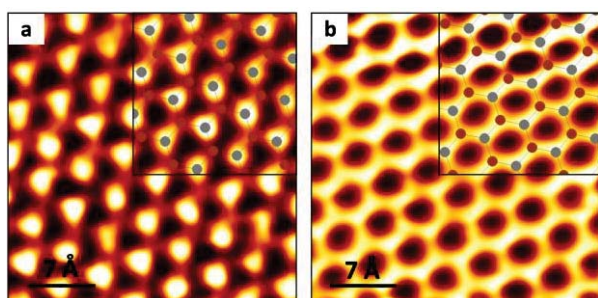


Рис. 2. СТМ-изображения одинакового участка поверхности $\text{GeTe}(111)$, измеренные при различных параметрах туннелирования. Врезками в правом верхнем углу показан вид сверху модели идеального бислоя атомов в решетке $\alpha\text{-GeTe}$. Атомы германия и теллура показаны коричневыми и серыми кружками

СТМ-исследования поверхностей скола многокомпонентных слоистых систем $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ и $\alpha\text{-GeTe}$ демонстрируют несколько типичных дефектов кристаллической решетки, которые по-разному визуализируются при различных величинах туннельного напряжения и расстояниях «зонд-поверхность». На Рис. 1 показаны СТМ-изображения поверхности образца $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$, измеренные при различных полярностях туннельного напряжения. Дефекты кристаллической решетки визуализируются как темные и светлые области в изображениях заполненных состояний поверхности (Рис. 1а и 1с). Согласно теоретическим расчетам [7], кластеры с локальной стехиометрией In_2Se_3 , располагающиеся в приповерхностных слоях образца, в СТМ-экспериментах визуализируются как области с меньшей плотностью электронных состояний (темные области нанометрового размера на Рис. 1). Уменьшение туннельного напряжения и расстояния «зонд-поверхность» приводило к уменьшению контраста (корrugаций) в области дефектов.

В СТМ-экспериментах, выполненных на поверхностях скола соединений $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ и $\alpha\text{-GeTe}$ при

малых туннельных напряжениях и расстояниях «зонд-поверхность», наблюдались изображения либо с гексагональной (визуализация верхнего слоя атомов поверхности), либо с сотовой решеткой (визуализация двух верхних слоев атомов поверхности, расположенных на различной высоте), с параметром элементарной ячейки, отвечающем атомной структуре типа (1×1) . В качестве примера на Рисунке 2 показаны два типичных СТМ-изображения, измеренных на одинаковом участке поверхности $\text{GeTe}(111)$ при различных параметрах туннелирования. Исследования зависимостей изображений атомного разрешения от расстояния «зонд-поверхность» показали систематическое увеличение атомных корrugаций при уменьшении расстояния и переходе от изображений с гексагональной структурой (Рис. 2а) к изображениям с решеткой типа пчелиных сот (Рис. 2б).

Работа выполнена при частичной поддержке Российской академии наук, РФФИ (проект № 17-02-01291) и программы ERASMUS (грант 2016-1-IE02-KA107-000479).

Литература

1. J. Tersoff and D.R. Hamann // *Phys. Rev. Lett.*, V. 50, 1998 (1983).
2. C.J. Chen // *Phys. Rev. Lett.*, V. 69, 1656 (1992).
3. A. Bryant et al., *Appl. Phys. Lett.* 49, 936 (1986).
4. A.N. Chaika, S.S. Nazin, V.N. Semenov *et al.* // *Europhys. Letters*, V. 92, 46003 (2010).
5. A.N. Chaika, S.S. Nazin, V.N. Semenov *et al.* // *Appl. Surf. Sci.*, V. 267, 219 (2013).
6. V. Grushko, O. Lübben, A.N. Chaika et al. // *Nanotechnology*, V. 25, 025706 (2014).
7. J. Sánchez-Barriga, I. Aguilera, L.V. Yashina *et al.* // *Physical Review B*, V. 98, 235110 (2018).

Атомно-силовая микроскопия надмолекулярной структуры асфальтенов

Т.И. Шарипов^{1,*}, Р.З. Бахтизин¹, М.Ю. Доломатов^{1,2}, Т.Н. Нурахметов³,
Ж.М. Салиходжа³

1 Башкирский государственный университет, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076.

2 Уфимский государственный нефтяной технический университет, ул. Космонавтов, 1, Уфа, 450062.

3 Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, ул. Кажымукана, 13, Астана, Казахстан, 010008.

*sha-t@yandex.ru

Асфальтены являются перспективными конструкционными материалами для молекулярной электроники и нанотехнологий. На данный момент свойства асфальтенов на надмолекулярном уровне изучаются различными физическими, физико-химическими методами и методами математического моделирования. С помощью атомно-силового микроскопа в атмосфере воздуха была исследована тонкая пленка асфальтенов, нанесенная на слюдяную подложку. В результате проведенных исследований получены АСМ-изображения, на которых наблюдается топография мономолекулярного слоя асфальтенов. Отчетливо видны отдельные объекты дискообразной формы – кристаллиты, полученные в результате ассоциации отдельных молекул асфальтенов. Кроме того, выполнен расчет некоторых структурных параметров.

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется работам, в которых в качестве материалов для электроники используют органические вещества, что связано с уникальными свойствами элементов органической электроники, которые проявляют полупроводниковые и даже металлические свойства и их размеры могут быть сопоставимы с размерами органических молекул [1-3]. Поэтому асфальтены могут рассматриваться как перспективные материалы для приборов молекулярной электроники.

Асфальтены - высокомолекулярный неуглеводородный компонент нефти, состоящий на 90-95% из углеводородов. В молекулы асфальтенов, кроме углерода, водорода, кислорода и азота, входит и сера [4], так что асфальтены имеют повышенную склонность к ассоциации и образованию жидкокристаллических структур, поэтому важным вопросом является выяснение степени ассоциации молекул в растворе. Известно, что асфальтены в нефтяных дисперсных системах находятся в виде надмолекулярных структур размером 1÷1000 нм, и их свойства, в частности структура, в настоящее время интенсивно изучаются [5, 6]. Так, еще в 1961 году была предложена так называемая пачечная модель строения асфальтенов типа «plate to plate» [7].

Целью работы является разработка методики приготовления образцов асфальтенов для исследования их методами АСМ, визуализация с высоким разрешением кластеров асфальтенов, сравнение экспериментальных результатов с результатами компьютерного моделирования.

Методика эксперимента

В качестве объектов исследования использовались асфальтены, выделенные из остатка термокрекинга. Первоначальной задачей ставился подбор оптимальной концентрации асфальтенов в толуоле рабочего раствора для последующего приготовления образцов, пригодных к АСМ-исследованиям. Для получения тонкой пленки асфальтенов использовался метод Ленгмюра-Блоджетт. Испробовав несколько стандартных методов Ленгмюра-Блоджетт, мы использовали вертикальное вытягивание вверх слюдяной подложки сквозь пленку, при котором получались наиболее качественные АСМ-изображения. Готовый образец исследовался в полуконтактном режиме атомно-силового микроскопа Ntegra-Aura.

Результаты и обсуждение

Получили АСМ-изображения (рис. 1), на котором можно наблюдать топографию поверхности пленки асфальтенов, где хорошо видны отдельные объекты дискообразной формы.

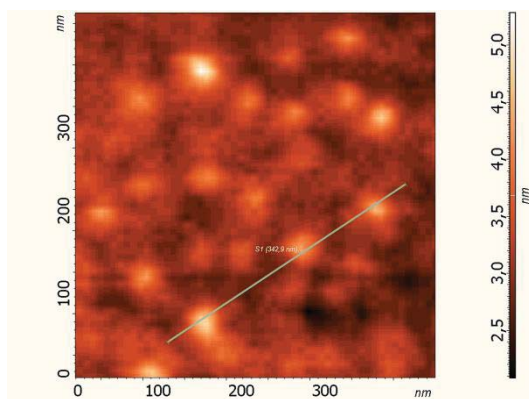


Рис. 1. АСМ-изображение пленки асфальтенов

Для получения большей информации был проведен детальный анализ сечения профиля сканирования, показанного на рис. 1. Сечение охватывает 3 отдельных объекта.

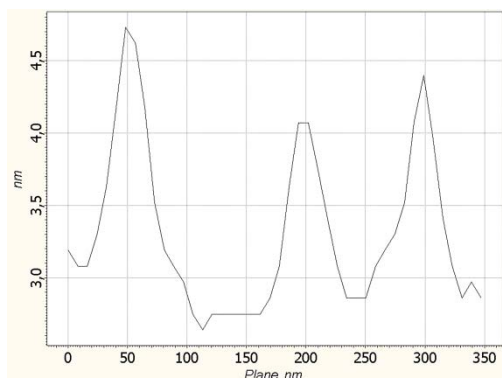


Рис. 2. Профиль сечения, выполненный вдоль линии, показанной на рис. 1

Согласно профилю сечения (рис. 2) можно подсчитать, что первый объект имеет высоту 1,5 нм, ширину 33 нм. Высота второго объекта равна 1,35 нм, ширина 34 нм. Третий объект имеет высоту 1,4 нм и ширину 31 нм. Таким образом, результаты АСМ исследований свидетельствуют о дискообразных структурах - кластерах, построенных из ассоциатов молекул асфальтенов. Из результатов компьютерного моделирования известно, что высота одной молекулы приблизительно равна 0,1 нм, длина - около 1-2 нм, расстояние между молекулами в пределах одного слоя примерно равно 0,3-0,4 нм, а межслоевое расстояние - около 0,35 нм [8, 9]. Значит можно подсчитать, что, например, кластер, наблюдаемый на рис. 1, высотой 1,5 нм и шириной 33 нм, состоит из четырех слоев и содержит в себе 800-1000 ассоциированных молекул.

При сравнении результатов наших экспериментов с результатами исследований и моделирования Эсе

[10] и Коржова [11] можно предположить, что исследованные нами кластеры имеют дискообразную структуру и являются структурами, аналогичными дискотическим жидким кристаллам.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 17-42-020616 и проекта № АР05132165 «Разработка технологии получения асфальтенов из нефтяного сырья в качестве органических полупроводников для нанозлектроники» Республики Казахстан.

Литература

1. М.А. Ratner. // Nature Nanotechnology, 8, 378 (2013).
2. Рамбиди Н.Г. Нанотехнологии и молекулярные компьютеры (ФИЗМАТЛИТ), 256 (2007).
3. T I Sharipov and R Z Bakhtizin. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng., 256, 012009 (2017).
4. Сергиенко С.Р., Таимова Б.А., Талалаев Е.И. Высокмолекулярные неуглеводородные соединения нефти. Смолы и асфальтены (М.: Наука), 269 (1979).
5. Yu M Ganeeva, T N Yusupova, G V Romanov. // Russian Chemical Reviews, 80 (10), 993-1008 (2011).
6. T.I. Sharipov, G.D. Akbutin, R.Z. Bakhtizin. // Scanning Probe Microscopy. Abstract Book of International Conference (Ekaterinburg, August 26-29, 2018) Ekaterinburg, Ural Federal University, pp. 43-44 (2018).
7. Yen TF, Erdman JG, and Pollack SS. // Analytical Chemistry, 33, 1587 (1961).
8. С.А. Шуткова, М.Ю. Доломатов, Р.З. Бахтизин, А.Г. Телин, Д.О. Шуляковская, Б.Р. Харисов, С.В. Дезорцев. // Башкирский химический журнал, Том 19, № 4, С. 220 (2012).
9. С.А. Шуткова, М.Ю. Доломатов, Р.З. Бахтизин, Хайрудинов И.Р., Доломатова М.М. // Бутлеровские сообщения, Т.53, №1, С. 38-45 (2018).
10. Ese M.-H., Sjoblom J., Djuve J., Pugh R. // Colloid Polym Sci, 278, 532 (2000).
11. Коржов Ю.В., Орлов С.А. // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов, 327, 62 (2016).

Формы изолированных доменов в одноосных сегнетоэлектриках. Порядок, беспорядок и самоорганизация

В.Я. Шур^{1*}, А.Р. Ахматханов¹, М.А. Чувакова¹

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

* vladimir.shur@urfu.ru

Впервые представлены, классифицированы и систематически описаны разнообразные формы изолированных доменов, формирующихся при переключении поляризации в кристаллах одноосных сегнетоэлектриков. Особое внимание уделено формированию самоподобных дендритных доменов при переключении в ниобате лития и танталате лития с искусственным диэлектрическим поверхностным слоем при повышенных температурах. Полученные экспериментальные результаты обсуждены в рамках единого кинетического подхода, основанного на аналогии между эволюцией сегнетоэлектрических доменов при переключении поляризации и ростом кристаллов из жидкой фазы. Использование компьютерного моделирования позволило объяснить потерю устойчивости формы доменов и изменение формы движущейся доменной стенки.

Известно, что классический теоретический подход предсказывает существование в одноосных сегнетоэлектриках только равновесных изолированных сегнетоэлектрических доменов в форме правильных выпуклых многоугольников, определяемых симметрией кристалла [1]. Недавнее систематическое исследование позволило выявить разнообразные формы доменов, которые можно разделить на несколько групп: (i) круглые формы (circular shapes), (ii) правильные многоугольники (regular polygons), (iii) нерегулярные многоугольники (polygons), (iv) нерегулярные и дендритные формы (irregular and dendrite shapes).

Для объяснения всех полученных форм нами использовался кинетический подход к росту домена, основанный на генерации элементарных ступеней (пар кинков) и движении кинков (kinks) вдоль доменной стенки [2,3]. Скорости движения кинков и генерации ступеней определяются величиной превышения над порогом локального значения суммы полей: (1) внешнего поля, создаваемого приложенным напряжением и (2) остаточного деполаризирующего поля (residual depolarization field), создаваемого связанными зарядами и частично скомпенсированного быстрым внешним экранированием [2]. Запаздывание объемного экранирования приводит к формированию самоорганизованных доменных структур. Усложнение формы доменов при сильно неравновесных условиях переключения поляризации (highly nonequilibrium switching conditions) продемонстрировано экспериментально и с помощью компьютерного моделирования. Рассмотрено два типа зарождения ступеней: (а) *стохастическое*

с равновероятным положением центров зародышеобразования и (б) *детерминированное* с генерацией ступеней в фиксированных точках (вершинах многоугольников) и анизотропным движением кинков. *Стохастическое зародышеобразование*, рассмотренное в классическом подходе [4], приводит к образованию круглых доменов, а *детерминированное* - стимулирует образование доменов в форме правильных многоугольников, соответствующих симметрии кристалла. При запаздывании экранирования образуются неправильные многоугольники и звезды.

Эксперимент

Экспериментально исследовалось формирование доменных структур при переключении поляризации в пластинах одноосных сегнетоэлектрических монокристаллов представителей семейства ниобата лития и танталата лития с различной степенью отклонения от стехиометрического состава и легированных Mg, германате свинца, ниобате бария-стронция и титанил-фосфате калия. Все пластины были вырезаны перпендикулярно полярной оси. Для *in situ* визуализации кинетики доменной структуры использовалась оптическая микроскопия со скоростной камерой. Микроскопия пьезоэлектрического отклика и сканирующая электронная микроскопия позволяли визуализировать статическую доменную структуру на поверхности с пространственным разрешением до 2 нм. Конфокальная микроскопия комбинационного рассеяния и микроскопия генерации второй гармоники (Cherenkov-type second harmonic generation) использовались для

визуализации доменных стенок в объеме кристалла. Обработка серии изображений доменов на разной глубине позволяла выявлять стадии формирования микро- и нанодоменных структур [1,2]. Для создания сильнонеравновесных условий переключения использовалось приложение однородного электрического поля к пластинам с искусственными диэлектрическими слоями, нанесенными на полярные грани.

Результаты

Было показано, что при эффективном экранировании во всех исследованных кристаллах формировались домены в форме выпуклых многоугольников со стенками, параллельными основной кристаллографической оси: (а) шестиугольники для симметрии C_{3v} (ниобат лития, танталат лития и германат свинца), (б) квадраты для симметрии C_{4v} (ниобат бария стронция), (в) прямоугольники для симметрии C_2 (титанил-фосфат калия [4]). Задержка торможения приводила к образованию нерегулярных многоугольников и звезд [5]. Искусственные очаги зародышеобразования позволяли уменьшить количество вершин многоугольников. Экспериментально изучена стабильность формы (domain shape stability effect) и показано, что быстрое восстановление формы шестиугольников и ромбов после слияния доменов обусловлено образованием короткоживущих сверхбыстрых доменных стенок с аномальным отклонением от основной кристаллографической оси [6].

Стохастическое зародышеобразование в кристаллах ниобата лития и танталата лития наблюдалось при температурах более 200°C, что обусловлено сменой преобладающего механизма объемной проводимости. В этом случае отсутствует эффект стабильности формы домена, что открывает путь к формированию сложных фрактальных и дендритных доменов [7, 8].

Впервые систематически исследовано формирование и эволюция самоорганизованных дендритных сегнетоэлектрических микро- и нано-доменных структур на примере монокристаллов ниобата лития и танталата лития при переключении при повышенных температурах. Использование методов визуализации доменов с высоким пространственным разрешением и непосредственное наблюдение кинетики доменов позволило детально изучить

формирование и рост дендритов в форме снежинок (snowflakes) при переключении поляризации.

Обсуждение

При анализе полученных результатов использовался кинетический подход [2]. При таком рассмотрении решающую роль играет остаточное деполяризующее поле, обусловленное запаздыванием объемного экранирования [2]. Образование шлейфа остаточного деполяризующего поля за движущейся доменной стенкой приводит к замедлению традиционного роста доменов за счет бокового движения доменных стенок. Сильнонеравновесные условия переключения приводят к качественному изменению формы изолированных доменов и проявлению эффектов самоорганизации при формировании самоподобных микро- и нанодоменных структур [9]. Для теоретического описания эффектов потери устойчивости формы и эволюции доменной структуры проведен оригинальный расчет кинетики доменной структуры. Предложенный подход впервые использован для моделирования топологической неустойчивости формы плоской доменной стенки при сильнонеравновесных условиях переключения поляризации.

Работа выполнена с использованием оборудования Уральского центра коллективного пользования “Современные нанотехнологии” УрФУ при финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20077-мк).

Литература

1. V. Gopalan, V. Dierolf, D.A. Scrymgeour // *Annu. Rev. Mater. Res.*, V. 37, 449-489 (2007).
2. V.Ya. Shur // *J. Mater. Sci.*, V. 41, 199-210 (2006).
3. V.Ya. Shur *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 109, 132901 (2016).
4. R.C. Miller, G. Weinreich // *Phys. Rev.*, V. 117, 1460-1466 (1960).
5. V.Ya. Shur *et al.* // *Ferroelectrics*, V. 360, 111-119 (2007).
6. V.Ya. Shur, *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 111, 152907 (2017).
7. V.Ya. Shur *et al.* // *J. Appl. Phys.*, V. 112, 104113 (2012).
8. V.Ya. Shur *et al.* // *J. Appl. Phys.*, V. 119, 144101 (2016).
9. V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov // *Phil. Trans. R. Soc. A*, V. 376, 20170204 (2018).

Биомедицинская сканирующая зондовая микроскопия: новые достижения и основные направления

И.В. Яминский

Физический и химический факультеты, МГУ имени М.В.Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

ООО НПП «Центр перспективных технологий», ул. Строителей, 4-5-47, Москва, 119311.

ООО «Энергоэффективные технологии», Ленинские горы, 1-75Г, 119234.

yaminsky@nanoscopy.ru

Приведен обзор новых перспективных методик сканирующей зондовой микроскопии. Сканирующая зондовая микроскопия завоевывает новые рынки высоких технологий. Среди них – биология и медицина. Капиллярная микроскопия позволяет не только визуализировать биологические объекты, но и осуществлять адресную доставку реагентов на поверхность клетки или внутрь её объема. Одновременно капиллярный микроскоп работает как молекулярный 3D принтер.

Введение

Сканирующая зондовая микроскопия оказалась эффективным инструментом для визуализации биомолекул, бактерий, живых клеток и тканей в условиях естественной среды с беспрецедентным пространственным разрешением. Информативная сканирующая зондовая микроскопия, атласы бактериальных клеток и вирусных частиц находятся в стадии постоянных успешных дополнений. Сканирующая зондовая микроскопия делает успешные шаги в разработке методов молекулярной диагностики для персонализированной медицины, в частности, для раннего выявления биологических агентов и маркеров различных заболеваний. Методы сканирующей зондовой микроскопии продемонстрировали обнаружение отдельной бактерии, вируса [1], белка и даже одного атома [2]. Эффективный способ быстрого выявления устойчивости бактерий к антибиотикам был разработан и продемонстрирован в [3]. Высокочувствительное обнаружение вирусных частиц при низких концентрациях в жидких растворах показано в работе [4].

Капиллярная микроскопия

Современная сканирующая капиллярная микроскопия играет решающую роль в различных биомедицинских применениях. Капиллярный зонд или нанопипетка сканирующего капиллярного микроскопа могут выступать в качестве устройства для доставки лекарств, электрохимического датчика, рН-биосенсора, тест-системы для обнаружения ионов металлов и многих других. Капилляры с двумя и

более каналами также позволяют осуществлять направленный массоперенос веществ, биомолекул (пептидов, белков, нуклеиновых кислот и т.д.) на поверхность биообъектов или внутрь их объема. В наших исследованиях мы используем устройство, встроенное в инвертированный микроскоп, чтобы данные оптической и зондовой микроскопии можно было получать и анализировать одновременно [5]. Так, например, в работе [6] эритроциты наблюдались с помощью сканирующего капиллярного микроскопа, и анализ результатов показал, что шероховатость их поверхности находилась в диапазоне 20 нм. В настоящей работе мы используем термин «капиллярная микроскопия», потому что он объединяет гораздо больше функций и методов применения по сравнению с названием «сканирующая ион-проводящая микроскопия (СИПМ)», которая традиционно использовалась ранее. Сканирующая капиллярная микроскопия успешно развивается благодаря эффективному применению многоканальных капилляров для направленной модификации поверхности и 3D-печати. Можно предсказать дальнейшее широкое использование сканирующей капиллярной микроскопии в биомедицинских применениях, тестировании лекарств с использованием только одной клетки, а не их культур. Перспективным применением капиллярной микроскопии является стереолитография. Художественная печать с использованием флуоресцентных белков была впервые продемонстрирована в [7]. Эта работа открывает новые уникальные возможности для использования многоканальных капилляров для различных техноло-

гических и биомедицинских применений. Настоящее и будущее сканирующей капиллярной микроскопии для 3D-печати и стереолитографии является предметом дискуссии.

Перспективные методики

Современная сканирующая зондовая микроскопия продолжает активно развиваться. Важная тенденция – это увеличение скорости и объема данных. В этом направлении успешно работают многие научные группы и компании. В настоящее время нами реализована система сбора данных на базе 18-20 разрядных ЦАП и АЦП на рабочей частоте в 1 МГц. При этом кадр размером 1000x1000 точек снимается за 1 сек. Однако, это далеко не предел для зондовой микроскопии. В настоящее время ведутся разработки, в том числе в нашей группе, с применением многоканальных электронных систем сбора данных, работающих на частоте 100 МГц – 1 ГГц.

Успешно развиваются комбинированные методики, когда сканирующая зондовая микроскопия совмещается с методами оптической микроскопии сверхвысокого разрешения, оптическим пинцетом, оптической спектроскопией и др.

К новым перспективным методикам зондовой микроскопии следует отнести проведение химического анализа поверхности за счет регистрации поглощения инфракрасного излучения с помощью зондового микроскопа. В этом методе можно различить химически неоднородные области на биологических объектах с разрешением до 10 нм [8].

Важную роль в развитие сканирующей зондовой микроскопии играет программное обеспечение, которое позволяет не только получать данные, но, что и очень важно, оперативно и эффективно обрабатывать данные, представлять их в наглядном и удобном виде. Эти функции во многом выполняет программное обеспечение ФемтоСкан Онлайн [9,10]. В программе ФемтоСкан Онлайн интегрировано чтение файлов большинства производителей сканирующих зондовых микроскопов. Развитие зондовой микроскопии происходило таким образом, что практически все разработчики микроскопов использовали свои уникальные форматы записи данных. Кроме того, даже в рамках одной компании вследствие применения новых режимов и методик измерений форматы файлов постоянно претерпевали видоизменение. В программном обеспечении ФемтоСкан Онлайн постоянно отсле-

живаются эти изменения. Так, например, для микроскопов серии Nanoscope (последовательно производства компаний Digital Instruments, Veeco, Bruker) в ФемтоСкан Онлайн интегрировано более 20 различных протоколов для чтения файлов изображений. Одновременно ФемтоСкан Онлайн совместно с электронным блоком микроскопа ФемтоСкан является многофункциональной системой сбора данных и управления научными приборами, содержащей цифровые сигнальные процессоры, синтезаторы частоты, синхронные детекторы, прецизионные скоростные цифро-аналоговые и аналого-цифровые преобразователи, высокоскоростные операционные усилители. Этот инструментарий находит применение не только в зондовой микроскопии, но и во многих смежных областях, например, биосенсорах, атомных весах и даже прецизионных обрабатывающих фрезерных центрах.

Благодарности

Автор выражает благодарность за финансовую поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований (проект № 17-52-560001) и Фонду содействия инновациям (договор 422ГРНТИС/44715).

Литература

1. A. Gupta, D. Akin, R. Bashir // *Appl. Phys. Lett.* 84, 11, 1976 (2004).
2. K. Jensen, Kwanpyo Kim, A. Zettl // *Nature Nanotechnology* 3, 533 (2008).
3. G. Longo, L. Alonso-Sarduy, L. Marques Rio, *et al.* // *Nature Nanotechnology* 8, 522 (2013).
4. Gorelkin P.V., Erofeev A.S., Kiselev, *et al.* // *Analyst*, 140, 6131 (2015).
5. I. Yaminsky, A. Akhmetova, G. Meshkov, F.Salehi // *Nanoindustry*, 1, 44 (2018).
6. E. Makarova, D. Bagrov, P. Gorelkin, A. Erofeev, I.Yaminsky // *Nanoindustry*, 2, 42 (2015).
7. K.T. Rodolfa, A. Bruckbauer, D. Zhou, *et al.* // *Chem. Int. Ed Engl.* 44, 6854 (2005).
8. M. Pilling, P. Gardner // *Chemical Society Reviews*, 45, 1935 (2016).
9. И.В. Яминский, А.И. Ахметова, Г.Б. Мешков // *Наноиндустрия*, 6(85), 414 (2018).
10. А.С. Филонов, И.В. Яминский, А.И. Ахметова, Г.Б. Мешков // 5(84), 339 (2018).

Секция 5

**Многослойная и кристаллическая
рентгеновская оптика**

High resolution X-Ray fluorescence and localized X-Ray modes

V.A. Belyakov

Landau Institute for Theoretical Physics, Chernogolovka, Moscow Region, Russia
 bel@landau.ac.ru

X-Ray fluorescence in perfect single crystals is theoretically studied in the frame work of a two-waves dynamical theory of X-Ray diffraction. It is shown that along with a known suppression of the fluorescence at the frequencies inside a stop-band an enhancement of the fluorescence occurs outside the stop-band at the frequencies coinciding with the X-ray edge mode frequencies. The fluorescence enhancement also happens at a coinciding of the pumping wave frequency with the X-ray edge mode frequencies close to the stop-band edges.

Introduction

Recent fast progress in the developments of X-Ray sources, i.e. Synchrotron radiation, free electron lasers and, in particular, Synchrotron Mossbauer sources [1], allows to investigate fine effects in the X-Ray spectroscopy which were recently accessible for an observation only in the optical wave-length range [2,3]. As one of examples of these fine effects may be named X-Ray fluorescence in perfect single crystals. The fluorescence in the optical wave-length range studied in photonic crystals has revealed along with a suppression of the fluorescence at the frequencies inside a stop-band (known also in the X-ray wave-length range [4]) some new interesting enhancement effects at the frequencies (and propagation directions) close to the stop-band edges (see Fig.1 [3]) and related to the localized edge mode (EM) frequencies. Similar fluorescence enhancement effects were observed at a coinciding of the optical pumping wave frequency (propagation direction) with the EM frequencies (see Fig.2 [2]).

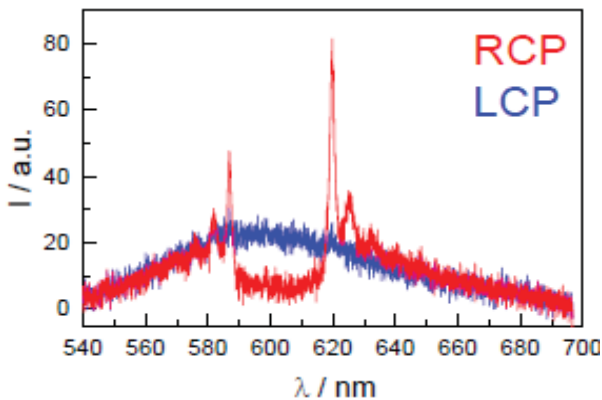


Fig. 1. Optical fluorescence in a cholesteric liquid crystal: suppression and enhancement are measured for a diffracting right circular polarization (RCP) and are not observed for a nondiffracting left circular polarization (LCP) [3]

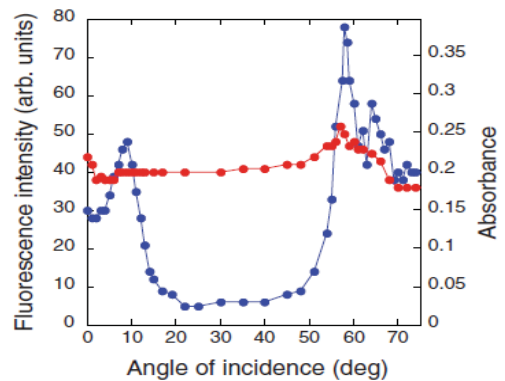


Fig. 2. Optical fluorescence intensity in a cholesteric liquid crystal versus the pumping wave propagation direction deviation from the helical axis: suppression and enhancement are measured for a diffracting RCP and are absent for a nondiffracting LCP [2]

X-ray fluorescence

To investigate the effects mentioned in the Introduction for the X-Ray fluorescence one has to apply to the problem the results known for X-Ray edge localized modes (XEM) [5]. The XEM characteristics for a crystalline layer are determined by the solution of the boundary problem schematically shown at the Fig.3.

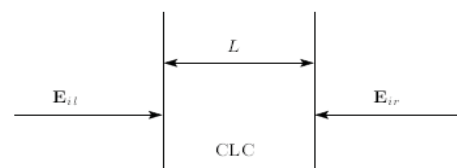


Fig. 3. Schematic of a X-Ray boundary problem for a single-crystal perfect layer

The EM dispersion equation determining the discrete frequencies of XEM is given by the expression

$$\operatorname{tg}(qL) = -4iq / [\tau(\omega/\omega_B - 1 - \delta)] \quad (1)$$

where τ is the crystal reciprocal lattice vector, related to the stop-band under the consideration, k and q are the X-Ray wave vector out of the diffraction and the diffraction addition to it, δ is determined via the X-Ray structure scattering amplitude F [6] by the following relation $\delta = (4\pi/k)^2 F/V$, where V is the elementary cell volume, ω_B , ω are the Bragg and X-Ray frequency, respectively. In a general case the solution of Eq. (1) can be found only numerically. An analytic solution can be found for a limiting case of a sufficiently thick layer ensuring the condition $(qL)\operatorname{Im}(q/\tau) \ll 1$. In this case the values of real parts of XEM frequencies are determined by the condition

$$Lq = n\pi, \quad (2)$$

where n is the XEM number. In what follows the following dimensionless frequency of the XEM ν (corresponding to the difference of the XEM and Bragg frequencies) will be used

$$\pm\nu = 1 + (4\pi n / \delta L \tau)^2 / 2, \quad \nu = 2(\omega - \omega_B) / \delta \omega_B. \quad (3)$$

For a fixed fluorescence emission direction the X-Ray fluorescence is enhanced due to the enlarged density of photonic states (DOS) at the frequencies coinciding with the XEM frequencies given by (3) [3]. Another possible reason for a general X-Ray fluorescence enhancement is, so called, “effect of anomalously strong absorption” at the XEM frequencies which reveals itself for a pumping wave frequency coinciding with the XEM frequencies close to the stop-band edge [7]. This kind of the fluorescence enhancement is illustrated by the Fig.4 presenting fluorescence maxima corresponding to a coincidence of the XEM and pumping wave frequencies. The X-Ray absorption, contrary to the case EM in optical wave-length range, is very essential for XEM, so in the estimates of the discussed XEM influence on the X-Ray fluorescence one has to take into account the X-Ray absorption. In particular, the absorption limits the crystal layer thickness optimizing the measurements. Thus, if the absorption parameter γ (by the following way determining the imaginary part of the X-Ray wave vector $k = k_0(1 + i\gamma/2)$) is known the sample thickness L ensuring maximal absorption of the pumping wave is given by the formula [7]

$$L = (4/\tau\delta) [(n\pi)^2 / \gamma]^{1/3} \quad (4)$$

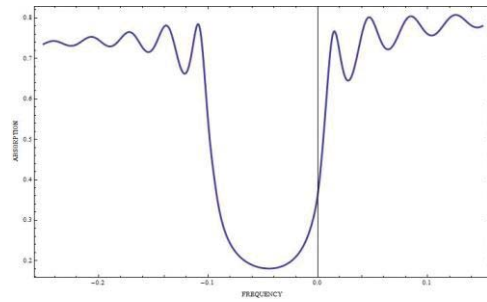


Fig. 4. A typical shape of the fluorescence intensity (arbitrary units) calculated versus the dimensionless pumping wave frequency (see (3)) in the stop-band range for a single-crystal perfect layer.

The Eq.(4) determines optimal sample thickness and value of the pumping wave monochromatization in the experiment aimed to resolve X-Ray fluorescence maxima shown at the Fig.4. Estimated pumping wave monochromatization ΔE , sample thickness and the corresponding XEM life-time τ for some “popular” perfect light single-crystals are given in the table (for the (111) reflections, pumping energy E is given in keV and L is the optimal layer thickness)

Estimates of X-Ray pumping wave monochromatization

Cryst.	E	$\delta(10^{-5})$	$\gamma(10^{-6})$	$\tau(10^{-13}s)$	$\Delta E/E(10^{-6})$	$L(\mu m)$
LiH	2.62	2	0.03	200	0.02	100
LiF	2.66	7	3	2	1.5	12
Be	6.43	0.8	0.004	500	0.002	200
Si	1.98	10	30	0.2	15	6.1
Ge	1.89	25	70	0.1	30	2.5
Diamond	3.01	8	0.7	7	0.03	16

Conclusion

Due to the achieved high monochromatization and intensity of the modern X-ray sources [1] the discussed features of X-Ray fluorescence in perfect single crystals are accessible for an experimental observation. Moreover, an observation of the X-Ray fluorescence enhancement may be regarded as a detection of XEM (especially, performed by means of a time-delay technique).

References

1. G.V. Smirnov, U.van Burk, A.I. Chumakov, A.Q.R. Baron, et al., Phys. Rev. B 55, 5811 (1997).
2. J. Etxebarria, et al., Liquid Crystals, 45, 122 (2018).

3. J. Schmidtke et al., Eur. Phys. J. B 31, 179(2003).
4. B.W. Batterman, Rev. Mod. Phys., **36**, 681 (1964).
5. V.A. Belyakov, N. Kaputkina, Proc. XIV Intern. Symposium Nanophysics and Microelectronics, Nizhnii Novgorod 2010, V.2, p. 327.
6. V.A. Belyakov, Diffraction Optics of Complex Structured Periodic Media; Springer Verlag, New York, US, 1992; Chapt. 7.
7. V.A. Belyakov and S.V. Semenov, JETP, 109, 687 (2009).

Interactive simulation framework for analysis of wavefront propagation at X-ray Free-Electron Lasers (XFELs) and 4th generation light sources

A. Buzmakov¹, C. Fortmann-Grote², I. Petrov^{2,*}, L. Samoylova², H. Sinn²

¹ FSRC Crystallography and Photonics RAS, Moscow, 119333, Russia.

² European XFEL GmbH, Holzkoppel 4, 22869 Schenefeld, Germany.

*ilia.petrov@xfel.eu

WavePropaGator (WPG) package [1] is a simulation package designed for simulation of XFEL wavefront propagation through X-ray optical devices. It provides a user friendly programming interface to model XFEL wavefront propagation through an arbitrary beamline. Here, some of package simulation results are demonstrated. Potential applications to developing XFELs and 4th generation storage-ring light sources are discussed.

Introduction

WPG package is a Python-based package based on SRW library [2] that allows for interactive simulations of XFEL pulses propagation through an arbitrary combination of various optical devices. A number of visualisation tools is available for investigation of wavefront transformation during propagation. Potentially, the package can be applied to emerging light sources, such as XFELs and 4th generation storage-ring based sources of synchrotron radiation

Wavefront propagation mathematical model

Initially, a wavefront is defined as a 3D real-space distribution of a complex-value electric field. The package can either generate a 3D Gaussian pulse or use pre-calculated wavefield. For example, one can use results of FAST code [3] simulation of SASE pulses, thus taking into account various physical effects of FEL radiation.

Fourier transform along the propagation direction provides 2D distribution of electric field for each photon energy. Then, electric field for the above mentioned photon energy can be calculated at an arbitrary point in space, according to Huygens-Fresnel principle [1]. Inverse Fourier transform of the calculated 2D electric field distributions for each photon energy yields 3D field in real space.

Technical implementation

WPG is a Python package which wraps and extends SRW python API for wavefront propagation, such that

a user has ready-to-use functions that require minimal amount of code writing. Moreover, recent WPG releases have implemented OpenMP system for parallel computation, which allows increasing computation efficiency at multi-core clusters. A stable version of WPG is available open-access at <https://github.com/samoylv/WPG>. The repository contains samples and tutorials that provide step-by-step examples and with instructions.

Examples of wavefront propagation

For precise simulation of SASE pulses that take into account intrinsic random temporal structure, FAST-XPDB database can be used [4]. It provides 3D SASE wavefront in a file format that can be used directly by WPG.

The 3D photon pulse structure and energy spectrum of a sample SASE pulse are shown in Fig. 1. The spectrum is calculated from the photon pulse by Fourier transform. The width of the beam in time corresponds to the width of oscillations in spectrum, and vice versa, narrow spikes in temporal structure define spectral width. Fig. 2 shows the scheme of 4-bounce Si(111) monochromator and the energy spectrum of a reflected pulse. A narrow 1 eV-wide part of the spectrum of an ~20 eV-wide SASE spectrum in Fig. 1, bottom, is reflected. Fig. 3 shows the scheme of optical elements of SPB/SFX instrument, followed by modelled and measured beam shape, with compound refraction lenses (CRLs) inserted and removed from the beamline [5].

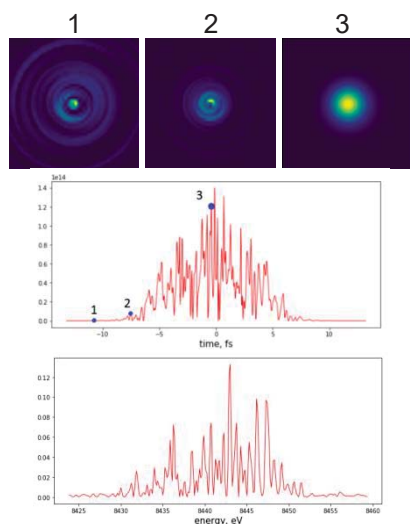


Fig. 1. 3D structure of a SASE pulse. Top – 2D electric field distribution for different points in time, middle – temporal structure of the pulse, bottom – energy spectrum of the pulse

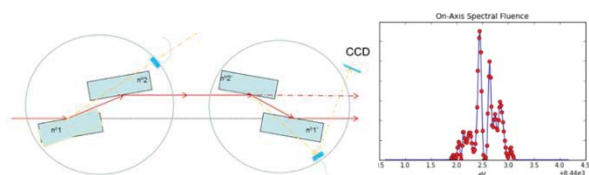


Fig. 2. Top – scheme of a 4-bounce Si(111) monochromator, bottom – pulse spectrum after propagation through the monochromator

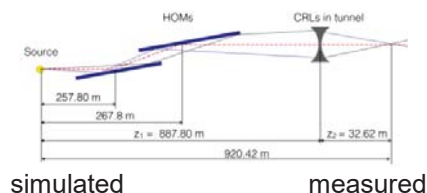


Fig. 3. Top – scheme of SPB/SFX beamline optical devices, bottom – simulated and measured beam shapes of unfocused beam (the left ones) and of focused with CRLs (the right ones). FWHM of the unfocused beam is ~ 1 mm

WPG package has been extensively used for design of various devices to be implemented at the European XFEL and other facilities under construction. For instance, it has been used to simulate beam shape after propagation through a split-and-delay line developed for HED instrument [6]. The package has been used for determining of optimal beamline parameters [7] and wavefront shape modelling at focus [8] at SPB/SFX instrument that aims at single-particle imaging. WPG

has been used to simulate diffraction and other effects taking place during wavefront propagation. The modelling results have been used for the design of a time-delay compensating monochromator beamline at soft X-ray FEL FLASH2 [9]. It has also been used to analyse the wavefront distortions after focusing CRLs and demonstrated that the distortions vanish at focus [10].

Conclusion and outlook

In summary, WPG is a simulation tool designed for X-ray coherent sources. It can be used to model operation of various optical devices, such as mirrors, slits, CRLs and crystals. Its applications can be used for design and optimization of photon beamlines for the upcoming 4th generation light sources.

Acknowledgements

Alexey Buzmakov's work was partially supported by the Ministry of Science and Higher Education within the State assignment FSRC "Crystallography and Photonics" RAS.

References

1. L. Samoylova *et al.* // J. Appl. Cryst. 49(4), pp. 1347-1355 (2016).
2. O. Chubar, P. Elleaume // Proc. of the EPAC 98 Conference, 22-26 June 1998, pp. 1177-1179.
3. E.L. Saldin, E.A. Schneidmiller, and M.V. Yurkov, Nucl. Instrum. and Methods A 429(1999)233.
4. M. Manetti *et al.*, AIP Conf. Proc. 2054, 030019 (2019), <https://in.xfel.eu/fastxpd>.
5. V. Music, Master thesis, Faculty of Physics Hamburg University, May 2018.
6. S. Roling *et al.* // Phys. Rev. ST Accel. Beams 17, 110705 (2014).
7. C. Fortmann-Grote *et al.* // IUCrJ 4, pp. 560-568 (2017).
8. R. Bean *et al.* // J-Opt. UK, Vol. 18, 7, 074011.
9. M. Ruiz-Lopez *et al.* // J. Synchrotron Rad. (2019), submitted.
10. T. Roth *et al.* // Proc. SPIE 9207, 920702 (September 2014).

Analysis of diffraction properties of a bent diamond crystal spectrometer at The European X-ray Free-Electron Laser (EuXFEL)

I. Petrov^{1,*}, V. Kaganer², L. Samoylova¹, U. Boesenberg¹, T. Roth³, R. Ruffer³, S. Terentyev⁴, H. Sinn¹, A. Madsen¹

¹ European XFEL GmbH, Holzkoppel 4, 22869 Schenefeld, Germany.

² Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik, Hausvogteiplatz 5-7, 10117 Berlin, Germany.

³ ESRF – The European Synchrotron, CS40220, 38043 Grenoble Cedex 9, France.

⁴ Technological Institute for Superhard and Novel Carbon Materials, 142190 Moscow, Russia.

*ilia.petrov@xfel.eu

Diffraction of hard X-rays in a strongly bent crystal has been studied for various bending radii. Due to bending, a wider range of Bragg's angles is covered within the beam spot, thus allowing for wide range of photon energies to be reflected at different angles. The measured rocking curves are in a good agreement with the theoretical model.

Introduction

Due to their stochastic nature, XFEL Self-Amplified Spontaneous Emission (SASE) pulse spectra fluctuate from pulse to pulse. Various experimental techniques, such as spectroscopy and imaging, require information on the spectrum of each pulse. In case of low absorption, e.g. diamond crystals, this device would allow for in-line operation. We have developed such a spectrometer based on an ultra-thin High-Temperature High-Pressure (HTHP) IIa diamond single crystal, taking advantage of diamond's low absorption in the hard X-ray regime as well as the high thermal conductivity and mechanical stability [1].

Strain and stress induced by the strong bending may affect the intrinsic diffraction properties of the crystal significantly and thus alter the spectral resolution of the device. We present results on the study of diffraction properties of a strongly bent diamond crystal, which is to be used as a dispersive element of the spectrometer at the MID instrument of European XFEL.

Principle of spectrometer operation

Fig. 1 shows the schematic of spectrometer operation. Within incoming beam, the surface of the bent crystal is at different angles with respect to the beam direction, which leads to different spectral components diffracted at different angles. That way, angular distribution of intensities corresponds to the energy spectrum of the incoming beam.

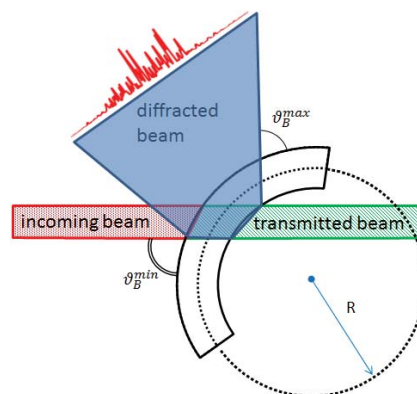


Fig. 1. SASE spectra measured at LCLS

Previous experiment at LCLS

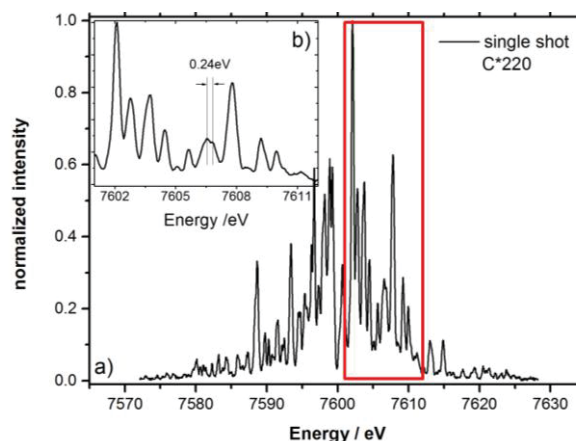


Fig. 2. SASE spectra measured at LCLS [1]

At LCLS, we have demonstrated the capability of the C(220) based spectrometer to resolve spectra of hard

X-ray SASE pulses on single-pulse basis and compared the device with the thin silicon spectrometer of LCLS [1]. The spectral resolution has been estimated to ~ 0.25 eV (Fig. 1) – that is, the C(220) reflection provides an energy resolution similar to Si(440).

Rocking curve measurements

The X-ray diffraction measurements were carried out at the Nuclear Resonance Beamline ID18 [2] at the ESRF. A high heat load cryogenically cooled Si (111) monochromator reduced the energy bandwidth of the radiation at 14.4 keV to ~ 2.1 eV and then a four bounce high-resolution monochromator further decreased it to ~ 0.5 meV. Slits were used to reduce the beamsize on the sample to about $10 \times 50 \mu\text{m}$ ($v \times h$). The sample was mounted on a high-precision six-circle diffractometer. The diffracted signal from the 440 reflection was detected using a photodiode. Rocking curves were obtained with both θ - and energy-scans.

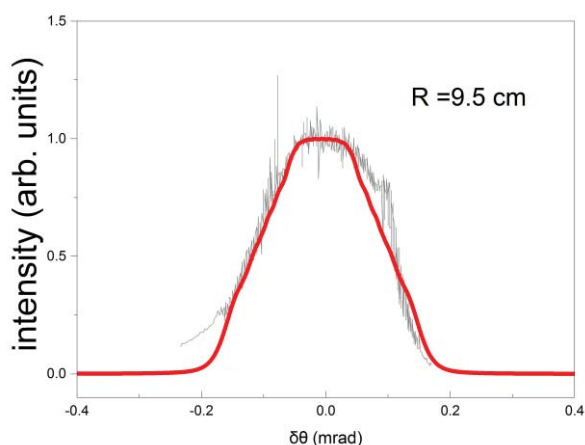


Fig. 3. Measured (gray line) bent crystal rocking curve and dynamical diffraction simulation (thick red lines)

We first measured the (440) rocking curve of a thick, flat and unstrained single crystal of type IIa diamond grown with the HPHT technique. The same reflection has been studied for the strongly bent thin crystal used as spectrometer.

As a theoretical model for dynamical diffraction simulation, a model of uniform strain gradient has been used, which demonstrates good agreement with experiment (Fig. 3).

Conclusion and outlook

In summary, a spectrometer device based on thin bent diamond crystal has been developed. A model of uniform strain gradient has proven to be valid for rocking curve simulation. Prior to implementation at EuXFEL, an in-depth theoretical investigation of SASE pulse diffraction in bent crystals needs to be carried out. Installation, commissioning and implementation of bent diamond crystal spectrometer at Diagnostics Endstation at MID instrument of EuXFEL is planned for the near future.

Acknowledgements

We acknowledge the European Synchrotron Radiation Facility for provision of beamtime at ID18 beamline.

References

1. U. Boesenberg, L. Samoylova, T. Roth, D. Zhu, S. Terentyev, M. Vannoni, Y. Feng, T. B. v. Driel, S. Song, V. Blank, H. Sinn, A. Robert and A. Madсен. *Opt. Exp.* 25, p. 2852 (2017).
2. Ruffer, R., and Chumakov, A.I., *Hyperfine Interactions* 97, pp. 589-604 (1996).

Broadband High-Resolution Stigmatic Spectral Imaging in the XUV

A.N. Shatokhin^{1,2}, A.O. Kolesnikov^{1,2}, A.S. Pirozhkov³, E.A. Vishnyakov¹, E.N. Ragozin^{1,2,*}

¹ Spectroscopy Department, P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, 53 Leninsky prosp., 119991 Moscow, Russia.

² Moscow Institute of Physics and Technology (Technical University), 9 Institutskii per., 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russia.

³ Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Radiological Science and Technology, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa-city, Kyoto, 619-0215, Japan.

*enragozin@gmail.com

We develop stigmatic high-resolution soft-X-ray/XUV VLS-spectrometers and report the implementation of a broadband (12.5–30 nm) spectrograph with spatial resolution of 26 microns and spectral resolving power of ~ 1000 throughout its spectral range, both figures corresponding to two detector pixels. The spectrograph uses an aperiodic focusing normal-incidence Mo/Si multilayer and a plane grazing-incidence VLS grating.

Introduction

The need to record space-resolved spectra and spectral images arises in the study of laboratory and (extra)solar plasmas and laboratory XUV sources. Among the recently emerged objects that invite the use of imaging (stigmatic) instruments are the source of high-order harmonics in a relativistic helium plasma produced by a multiterawatt femtosecond laser [1] and a relativistic «flying mirror» – the XUV source arising in the reflection of Ti:sapphire laser radiation from the relativistic plasma wave driven by multiterawatt laser pulses [2]. These objects invite a resolution on a micrometer scale.

Classical Rowland grazing incidence spectrographs used below ~ 300 Å are inherently astigmatic. Furthermore, diffracted rays are incident on the focal curve at small grazing angles, hindering the use of CCD detectors. These drawbacks are eliminated with the use of plane varied line-space (VLS) gratings.

Broadband imaging spectrograph

Hettrick and Bowyer [3] came up with the idea to obtain a stigmatic spectral image by sending a homocentric converging beam to a plane VLS grating. Its local line density obeys the local grating equation that forces the diffracted rays to arrive at the common spectral focus and coincide with the vertical one. This concept was embodied in EUV spectrometer for the observation of extrasolar objects in the 70 – 760 Å range. It comprised a Wolter–Schwarzschild Type II telescope and three VLS gratings with different central line densities. When a homocentric beam is incident on a plane VLS grating, the stigmatic condition is fulfilled at one wave-

length λ_1 (Fig. 1). As wavelength recedes from λ_1 , the horizontal focus drifts away from the vertical one.

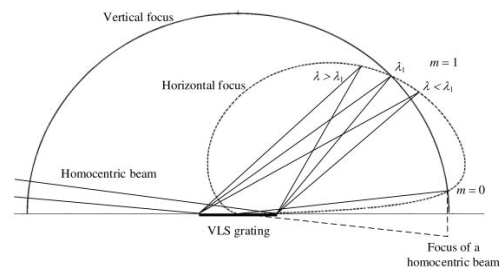


Fig. 1. Compensation of astigmatism at a wavelength λ_1 in the incidence of a homocentric beam on a plane VLS grating

In the irradiation of a plane VLS grating by a slightly astigmatic beam it is possible to satisfy the condition of strict stigmatism at two wavelengths, λ_1 and λ_2 [4]. With λ_1 and λ_2 properly spaced, the condition of practical stigmatism is fulfilled over two octaves in wavelength. Here, the term «practical stigmatism» implies that the point spread function calculated by numerical ray tracing is mostly confined to the size of one detector pixel (13 μm). Here we describe a broadband stigmatic high-resolution plane-VLS-grating spectrograph (Fig. 2), which is stigmatic throughout a broad wavelength range. The function of producing a slightly astigmatic beam is imposed on a broadband aperiodic Mo/Si multilayer mirror (MM) of radius 1 m operating at near-normal-incidence. Normal-incidence focusing optics possesses small aberrations, a large field of view, and a large solid acceptance angle in comparison with grazing-incidence optics. Its use in the XUV became possible with the advent of MMs and, in particular, broadband normal-incidence aperiodic MMs [5]. The spectrograph was used to record the line spectra of

multiply charged ions in plasmas produced by 0.5-J, 8-ns, 1.06- μm laser pulses, and its applicability to plasma characterization was thereby demonstrated [6].

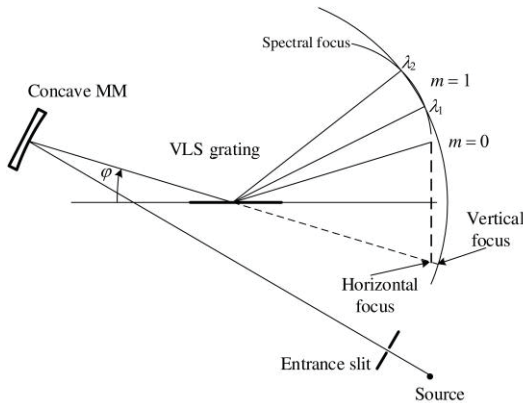


Fig. 2. Imaging VLS spectrograph [6]. “Vertical focus” is the vertical focus (circle) of the image of the source at all λ . “Horizontal focus” is the horizontal focus of the image of the slit produced by the MM. “Spectral focus” is the spectral (horizontal) focus intersecting the “Vertical focus” at points λ_1 and λ_2

Proceeding from the spectral range of the MM (125–300 \AA), in the design we adopted $\lambda_1 = 144 \text{ \AA}$ and $\lambda_2 = 270 \text{ \AA}$ to minimize the defocusing in the operating range. The VLS grating is half way from the MM to the grating. Two uses of the spectrograph are possible: (i) the source is imaged onto the entrance slit using auxiliary optics and the instrument produces stigmatic spectral images of the slit; (ii) the source may be placed a few centimeters in front of the slit to produce vertically space-resolved spectra of the plasma. The difference between the two configurations consists in a minor difference in the angle of incidence on the MM. The latter configuration is realized in the present work.

Shown in Fig. 3 are the ray-trace simulations of several spectral images. To illuminate the entire grating width, the source is a section of a line arranged 30 mm in

front of the entrance slit parallel to the principal plane. In the ray tracing the slit width was equal to 10 μm . Figure 4 shows the line spectrum of the Mg target, in which we indicated several lines of Mg III–Mg X as well as of O V. The sharpness of the light–shadow boundary testifies to a spatial resolution of two detector pixels (26 μm). The spectral resolving power also corresponds to two detector pixels and amounts to 10^3 .

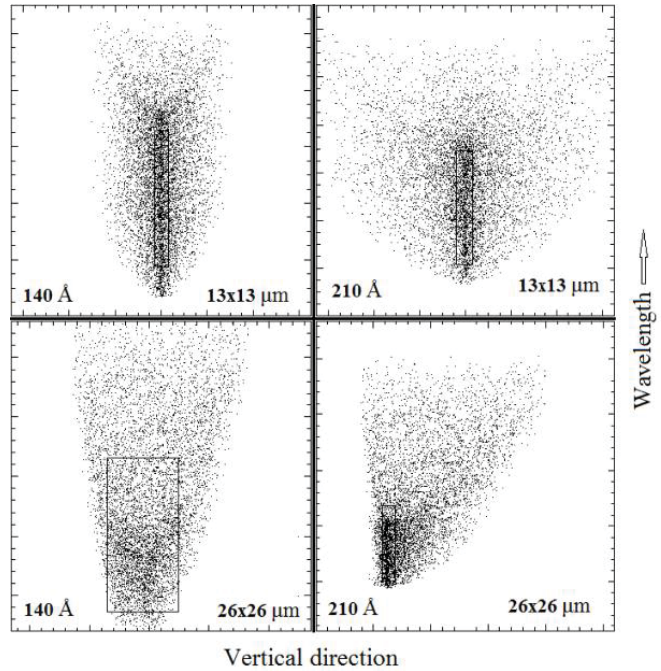


Fig. 3. Upper boxes of size 13 by 13 μm show the ray-trace images of the source (140 \AA , left; 210 \AA , right) in the principal plane. Lower boxes (26 by 26 μm) show the images of the source (140 \AA , left; 210 \AA , right) spaced at 5 mm from the principal plane. The 140 \AA wavelength is close to the best focus point and the 210 \AA wavelength is close to the point of maximum defocusing. The rectangles show the ray-trace image FWHM in the dispersion and vertical directions [6]

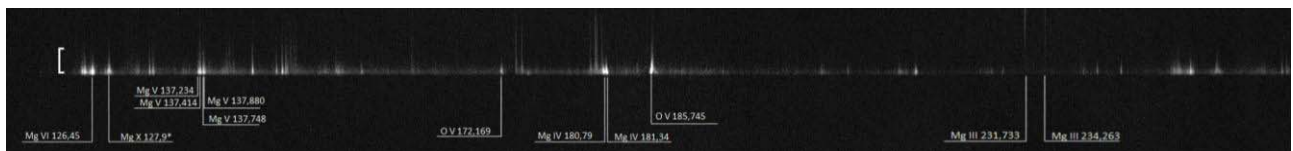


Fig. 4. Vertically resolved spectrum of Mg plasma [6]. The target surface is horizontal and coincident with the principal plane and gives rise to a sharp light–shadow boundary. The bracket at the left indicates a 0.5 mm scale. The spatial resolution is equal to 26 μm

This work was supported by the Russian Science Foundation (Project No. 14-12-00506).

References

1. A.S.Pirozhkov et al. // Sci. Rep. (7), 17968 (2017).
2. M. Kando et al. // Phys. Rev. Lett. **103**(23), 235003 (2009).

3. M.C. Hettrick and S. Bowyer // Appl. Opt. **22**(24), 3921 (1983).
4. E.A. Vishnyakov, A.N. Shatokhin, E.N. Ragozin // Quantum Electron. **45** (4), 371 (2015).
5. A.S. Pirozhkov, E.N. Ragozin // Physics–Uspekhi, **58**(11), 1095 (2015).
6. A.N. Shatokhin et al. // Opt. Express **26**(15), 19009 (2018).

Рентгенооптическая система для томсоновского рентгеновского источника

И.А. Артюков*, А.В. Виноградов, Н.Л. Попов, Р.М. Фещенко

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

*iart@lebedev.ru

Представлены методы расчёта и анализа параметров излучения томсоновского рентгеновского источника (ТРИ), разрабатываемого для исследований материалов при высоких давлениях. Основное внимание уделено поиску и численному моделированию оптимальной рентгенооптической системы, предназначенной для фокусировки и монохроматизации излучения ТРИ с учётом требуемых рабочих параметров рентгеновского пучка

Введение

Томсоновский лазерно-электронный рентгеновский источник (ТРИ) является новым типом компактного источника рентгеновского излучения высокой спектральной яркости («компактный синхротрон»), который может эффективно использоваться при решении различных задач материаловедения, медицины и искусствоведения. Генерация рентгеновского излучения в ТРИ происходит в результате томсоновского рассеяния лазерных фотонов на релятивистских электронах (иногда такое рассеяние на высокоэнергичных электронах неточно называют обратным комптоновским). Несмотря на то, что первые эксперименты по рентгеновому томсоновскому рассеянию начались практически сразу с появлением лазеров в 60-х годах XX века, чрезвычайно малое значение сечения рассеяния $\sigma \sim 10^{-24}$ см² не позволяло сразу создать соответствующий рентгеновский источник с выходом излучения, достаточным для практических применений. Ситуация изменилась в начале XXI века в связи с созданием новых компактных частотных мощных лазеров и электронных ускорителей.

В настоящее время разработкой томсоновских источников рентгеновского и гамма излучений активно занимаются научные группы в США, Японии, КНР, Италии, Франции, Бельгии и других странах. В основном, эти источники разрабатываются для задач материаловедения, медицины и ядерной физики. В 2014 г. в Институт медицинской техники Мюнхенского технического университета американская компания Lyncsean Technologies, Inc. поставила первый коммерческий томсоновский рентгеновский источник muCLS.

Рентгенооптическая система

Рассматриваемый в докладе ТРИ разрабатывался для использования в рентгеновских дифрактометрических исследованиях материалов, сжимаемых до высоких давлений в алмазных наковальнях. При этом требуемые параметры излучения на образце предполагались близкими к параметрам, которые можно достигнуть на современных каналах синхротронного излучения, например канале X17C NSLS (см. Таблицу 1).

Таблица 1. Параметры рентгеновского излучения томсоновского источника

Параметр	Значение
Плотность потока, фот/с/мм ²	>10 ¹¹
Спектральный диапазон, кэВ	20–40
Отн. ширина спектральной полосы	10 ⁻³
Диаметр пятна, мкм	5
Расходимость, мрад	1

Для получения указанных параметров рентгеновского пучка была разработана и численно смоделирована рентгенооптическая система (см. Рисунок 1), которая состоит из одно-кристаллического монохроматора, вырезающего требуемую спектральную полосу из первоначального спектра излучения ТРИ и фокусирующей оптической системы скользящего падения, построенной по схеме Киркпатрика–Баеза. Помимо этого, рентгенооптическая система включает в себя следующие вспомогательные элементы и системы: набор щелей и затворов, систему мониторинга параметров как исходного, так и выходного пучка, опорно-юстировочную систему и систему контроля и управления.

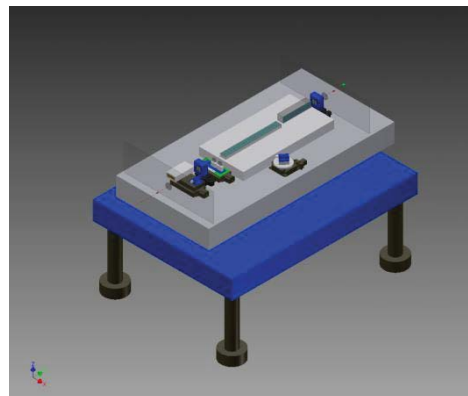
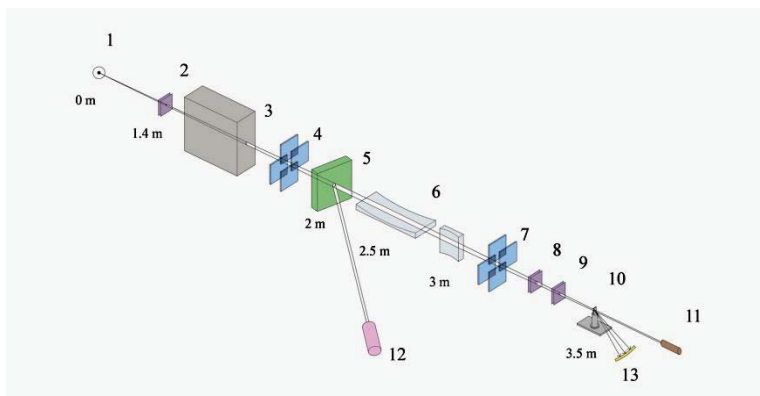


Рис. 1. Рентгенооптическая система: 1 - источник излучения; 2 – выходное окно ТРИ; 3 – блок диагностики; 4 – щели-ограничители пучка; 5 - кристалл-монокроматор; 6 – зеркала Киргпатрика – Баеза; 7 – щелевая система; 8 – выходное окно системы; 9 – окно камеры образца; 10 – образец; 11 – сцинтилляционный детектор прямого пучка; 12 – детектор системы мониторинга; 13 – координатный детектор

Методы расчёта и моделирования

В данной работе решалось две задачи: (1) создание точных методов расчёта параметров рентгеновского излучения при рассеянии лазерного импульса на пучке релятивистских электронов и (2) моделирование рентгенооптической системы при прохождении пучка ТРИ с учётом результатов, полученных при решении задачи (1).

Для расчётов угловых, пространственных и спектральных характеристик рентгеновского излучения, возникающего при томсоновском рассеянии лазерных фотонов на электронах, использовались две модели: «непрерывная модель», основанная на непрерывных (гауссовых) пространственных и импульсных распределениях электронов и фотонов [1], и «дискретная модель», основанная на представлении электронного пучка как дискретного набора независимо излучающих электронов. Обе модели были реализованы в соответствующих компьютерных программах и показали одинаковый результат. Кроме значений основных параметров рентгеновского томсоновского рассеяния эти программы генерировали начальный набор лучей для последующего использования при моделировании прохождения рентгеновского пучка ТРИ через рентгенооптическую систему.

Численное моделирование рентгенооптической системы выполнялось с помощью программы SHADOW 3.0 [2], которая основана на модифицированном алгоритме фазовой численной трассировки лучей и содержит специальные подпрограммы для моделирования типичных элементов каналов

синхротронного излучения: кристаллических монокроматоров, зеркал скользящего падения и др. При этом в расчётах учитывается коэффициент отражения и поверхностная шероховатость зеркал.

Результаты численного моделирования были представлены в виде пространственных и угловых диаграмм рассеяния рентгеновских лучей в плоскости фокусировки и гистограмм энергии фотонов. Эти данные обрабатывались для получения соответствующих статистических величин.

Результаты

С помощью специально разработанных методов и компьютерных программ было проведено численное моделирование рабочих параметров рентгеновского пучка томсоновского источника. Результаты были получены с учётом характеристик реальных лазерных и электронных систем, предложенных в качестве основы для создания рентгеновского источника высокой спектральной яркости, требуемой для применения в материаловедении высоких давлений.

Литература

1. И.А. Артюков, А.В. Виноградов, Р.М. Фещенко // Физические основы приборостроения, Т. 5, № 3, 44 (2012).
2. M. Sanchez del Rio et al. // Journal of synchrotron radiation, V. 18, 708 (2011).

Изготовление и исследование свойств вогнутого кристаллического зеркала для проекта КОРТЕС

А.А. Ахсахалян¹, А.Д. Ахсахалян¹, С.А. Гарахин¹, Н.Ф. Ерхова²,
А.С. Кириченко², С.В. Кузин², Н.Н. Салащенко¹, М.Н. Торопов¹, Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

akh@ipm.sci-nnov.ru

В работе представлена методика изготовления вогнутого сферического кристаллического зеркала. Исследована форма зеркала на интерферометре с дифракционной волной сравнения. Определены отражательные характеристики зеркала на длине волны $\lambda=0,834$ нм, близкой к рабочим длинам волн дублета MgXII ($\lambda=0,8418$ и $0,8423$ нм).

Введение

В космическом эксперименте КОРТЕС [1] планируется применение ряда приборов для изучения Солнца и солнечной активности в рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах спектра. Одним из приборов является – телескоп-спектрогелиометр, предназначенный для регистрации спектральных изображений диска Солнца вблизи длины волны $0,842$ нм. Прибор представляет большой интерес из-за того, что он чувствителен только к излучению плазмы с температурой более 4 миллионов градусов.

Схема прибора представлена на рис. 1. Основным элементом прибора является кристаллическое зеркало, которое представляет собой сферически изогнутую пластину кристаллического кварца. В фокусе зеркала расположен детектор. Радиус кривизны зеркала составляет 1185 мм, апертура рабочей части кристалла 60×40 мм. Угол падения равен $82,1^\circ$. Прибор в целом планируется изготовить силами ФИАН. Зеркало планируется изготовить в ИФМ РАН.

Изготовление зеркала и исследование его свойств

Для изготовления зеркала мы использовали метод оптического контакта (ОК). Этот метод многократно применялся нами для изготовления фокусирующих рентгеновских зеркал цилиндрической и сферической формы [2]. В данной работе в качестве подложки использовался кварц с вогнутой полированной сферической поверхностью с радиусом

кривизны $R=1670$ мм. На подложку методом ОК приклеивается тонкая (350 мкм) пластина из кристаллического кварца с ориентацией (010) и межплоскостным расстоянием $2d=0,8501$ нм.

Фотография готового зеркала приведена на рис. 3а. Видно, что зазор между внутренней поверхностью стекла и подложки не превышает 20 нм.

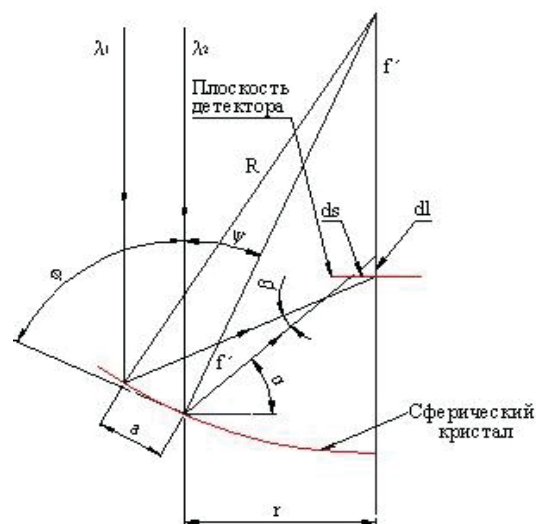


Рис. 1. Принципиальная оптическая схема телескопа-спектрогелиометра: a – радиальное расстояние между кольцевыми зонами дифракции для λ_1 и λ_2 , r – радиус кольцевой зоны дифракции для λ_2 , f' – фокусное расстояние кристалла, φ – угол скользкого падения, R – радиус кривизны кристаллического зеркала, ds – поперечная сферическая аберрация, dl – продольная сферическая аберрация

Для измерения отклонения формы изготовленной поверхности от сферы использовался разработанный

ный в ИФМ РАН интерферометр с дифракционной волной сравнения (ИДВС) [3]. В приборе в качестве источника эталонной сферической волны используется торец одномодового оптического волокна. Оптическая схема интерферометра приведена на рис. 3. Излучение He-Ne лазера 1 ($\lambda = 632.8$ нм) заводится в оптоволокно, поступает в блок 2 с делителем света, фазосдвигающим элементом и поляризационными контроллерами. На выходе блока 2 формируется два канала. К одному каналу подключается первый источник эталонной сферической волны 3.1, ось которого совпадает с оптической осью исследуемого образца 7, к другому каналу – второй источник эталонной сферической волны 3.2, ось которого совпадает с оптической осью наблюдательной системы 4. Сферический фронт от источника 3.2 используется в качестве эталонного, а сферический фронт от источника 3.1 в качестве рабочего, фронт от которого при отражении от исследуемого образца 7 плоским зеркалом 6 направляется в сторону наблюдательной системы 4. Полученная интерференционная картина регистрируется CCD камерой 5 и обрабатывается на компьютере.

На рис. 3б представлена измеренная на интерферометре интерферограмма и карта отклонения поверхности от сферы. Максимальное и среднеквадратичное отклонение составило 0,2 и 0,034 мкм соответственно. Отклонение профиля от сферы в центральном (рабочем) сечении составило 54 нм, а отклонение локального угла от сферы не превышает $1 \cdot 10^{-5}$ радиан (~ 2 угловых секунды).

Отражательные характеристики измерялись на рентгеновском монохроматоре РСМ 500 на длине волны $\text{Al K}\alpha$ $\lambda=0,834$ нм в геометрии θ - 2θ . Пиковый коэффициент отражения составил $R(\theta=78.59^\circ)=7\%$, ширина пика на полувысоте $\Delta\theta=0.19^\circ$.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 17-12-01227.

Литература

1. S.V. Shestov, A.S. Ulyanov, E.A. Vishnyakov *et al.* // Proc. of the SPIE, V.9144, P.91443G (2014).
2. A.D. Akhsakhalyan, N.I. Chkhalo, A.I. Khari-tonov. // NIM A, A470, P.142 (2001).
3. А.А. Ахсахалян, Н.Н. Салащенко, М.Н. Горюпов, Н.И. Чхало // Материалы XXII симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», 12–15 марта 2018 г., Нижний Новгород, С. 399.

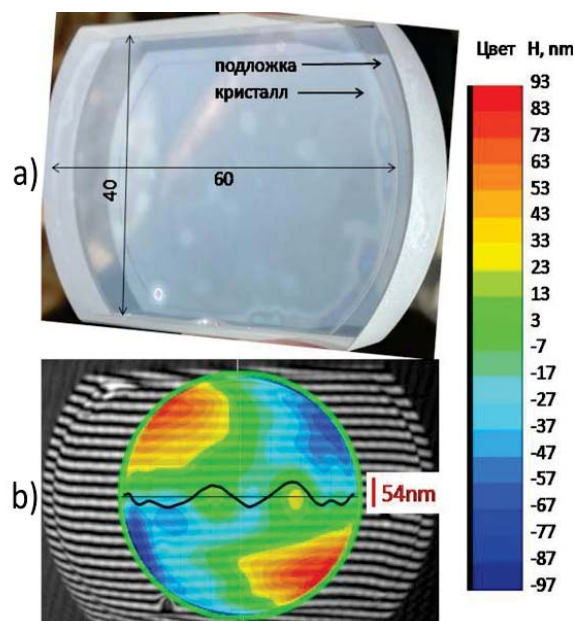


Рис. 2. а) Фотография зеркала. б) Интерферограмма поверхности и карта отклонения поверхности от сферы

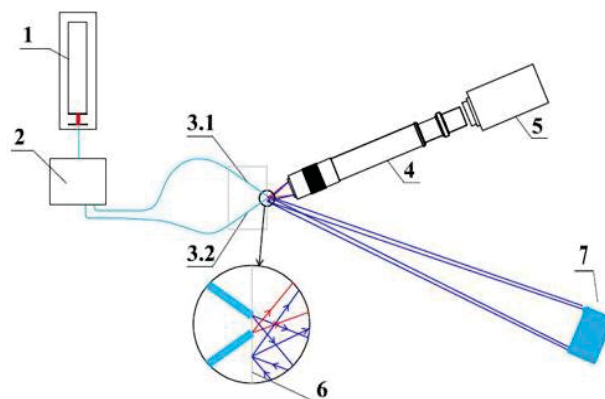


Рис. 3. Схема измерений с помощью ИДВС: 1 – He-Ne лазер; 2 – блок формирования 2-х каналов с поляризационными контроллерами; 3.1 и 3.2 – источник сферической волны; 4 – наблюдательная система; 5 – CCD камера 6 – плоское зеркало; 7 – исследуемый образец

Интерферометр с дифракционной волной сравнения с перестраиваемой числовой апертурой

А.А. Ахсаханян, И.В. Малышев, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов*,
Б.А. Уласевич, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*toropov@ipm.sci-nnov.ru

Приводятся результаты по разработке опытно-промышленного образца интерферометра с дифракционной волной сравнения на основе одномодового оптического волокна с зауженной выходной апертурой и с перестраиваемой числовой апертурой. Приводится оптическая схема и первые экспериментальные результаты.

Интерферометрия с дифракционной волной сравнения, которая развивается в ИФМ РАН, представляет интерес в области изучения формы поверхности оптических элементов и волновых aberrаций оптических систем с (суб)нанометровой точностью. Такие высокие требования к точности измерений обусловлены требованиями, которые предъявляются к оптическим системам сверхвысокого разрешения, работающим в вакуумном и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах. В частности, это относится к созданию отечественного литографического оборудования, современных систем сверхвысокого разрешения для астрономических наблюдений и мониторинга Земли и др.

Интерферометр с дифракционной волной сравнения (ИДВС), в отличие от представленных на мировом рынке приборов, использующих для формирования эталонного фронта отражение от физического эталона, не требует эталонных поверхностей. Традиционные ИДВС, имеющиеся в нескольких научно-технологических лабораториях мира (ALS, ZEISS, NICON и др.) для формирования эталонной сферической волны используют дифракцию света на маленьком отверстии (pin-hole) сравнимым с длиной волны падающего излучения. Основными недостатками традиционных ИДВС являются неоднородность интенсивности волнового фронта, понижающая рабочую апертуру интерферометра и точность измерений, чувствительность aberrаций эталонной сферической волны к aberrациям первичной оптики [1,2]. ИДВС, разработанный в ИФМ РАН, лишен данных недостатков, поскольку для формирования эталонной сферической волны ис-

пользует одномодовое оптическое волокно с субволновой выходной апертурой [3].

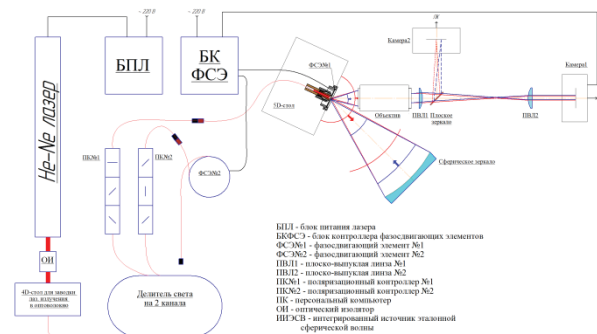


Рис. 1. Схема и принцип работы ИДВС

В рамках проекта с МинОбр ведутся работы по созданию опытно-промышленного образца ИДВС на основе оптоволоконных технологий, схема которого показана на рис. 1. Принцип работы ИДВС следующий. Излучение He-Ne лазера заводится в одномодовое оптическое волокно, далее с помощью делителя пучка света формируется два канала с встроенными поляризационными контроллерами для управления поляризационными свойствами излучения на выходе. В один канал встраивается фазосдвигающий элемент (ФСЭ) №2 для управления фазовым сдвигом интерференционной картины при работе интерферометра с двумя каналами. Базовая схема прибора подразумевает работу с одним источником эталонной сферической волны (ИЭСВ), который устанавливается в ФСЭ №1, который позволяет управлять фазой за счет перемещения источника вдоль его оси. Управление ФСЭ-ми осуществляется с помощью контроллера. Часть эталонного сферического фронта используется в качестве рабочего и направляется на исследуемый объ-

ект (например, сферическое зеркало), отразившись от которого фокусируется на плоском зеркале, интегрированным с ИЭСВ, далее отразившись от плоского зеркала направляется в регистрирующую систему, где при взаимодействии с другой частью эталонного сферического фронта формируется интерференционная картина, которая далее обрабатывается специализированным программным обеспечением на компьютере. Новизной оптической схемы регистрирующей системы ИДВС является использование двух изображающих линз, использование которых обусловлено особенностью проекционных объективов фирмы Mitutoyo, которые в рабочем положении формируют плоскопараллельный фронт на выходе и практически недеформируют проходящие фронты. Данная особенность, аналогично использованию подобных объективов в микроскопии, позволяет с помощью первой изображающей линзы ПВЛ1 и вводимого плоского зеркала на пути рабочего и эталонного пучков света, расположенного между изображающими линзами (см. ПВЛ1 и ПВЛ2 на рис. 1), построить изображение ИЭСВ и пятна фокусировки от исследуемого объекта на камере 2, что облегчает и ускоряет настройку ИДВС. После произведенной настройки прибора, плоское зеркало убирается и с помощью второй изображающей линзы ПВЛ2 формируется интерференционная картина.

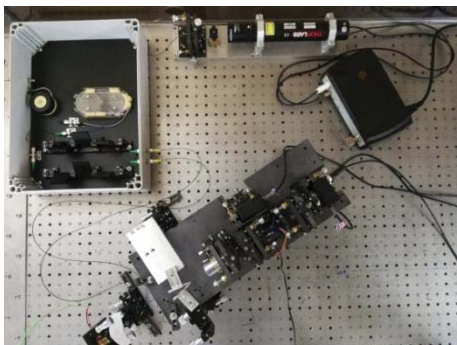


Рис. 2. Фотография регистрирующей системы ИДВС

На данный момент была разработана и изготовлена регистрирующая система ИДВС и собран стенд на ее основе для изучения aberrаций источников эталонной сферической волны, фотография которого показана на рис. 2. Проведены первые эксперименты по изучению волновых aberrаций источников эталонной сферической волны, подтверждена работоспособность заложенных в его основу принципов. Оптическая схема регистрирующей системы предусматривает возможность измерений с разными объективами Mitutoyo с числовыми апертурами

0.28, 0.21, 0.14 и 0.055 в зависимости от апертуры измеряемых оптических элементов (зеркал, объективов и др.). В ходе изучения фронтов ИЭСВ было обнаружено наличие большого числа дополнительных интерференционных колец на фронтах, показанных на рис. 3 а), причиной которых является интерференция волн, отраженных от поверхностей линз оптической части регистрирующей системы из-за большой длины когерентности лазерного излучения. Установка линз с просветляющим покрытием позволило устранить паразитные блики, возникающие из-за отражения лучей от поверхностей линз и их попадания на камеру, см. рис. 3 б).

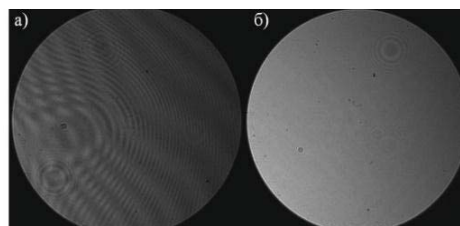


Рис. 3. Волновые фронты ИЭСВ измеренные с непросветленными – а) и с просветленными – б) линзами

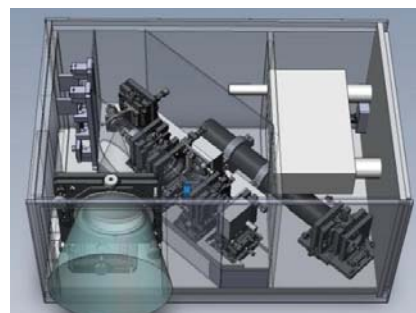


Рис. 4. 3D-модель ИДВС

На рис. 4 представлена 3D-модель разрабатываемого опытно-промышленного образца ИДВС в едином корпусе.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН, при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Соглашения № 075-02-2018-182 (RFMEFI60418X0202).

Литература

1. K. Otaki, K. Ota, I. Nishiyama, T. Yamamoto, Y. Fukuda, S. Okazaki // J. Vac. Sci. Technol B, V. 20, No.6, P. 2449-2458 (2002).
2. Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая, Том 74, №1, С. 62-65 (2010).
3. N.I. Chkhalo, A.Yu. Klimov, V.V. Rogov, N.N. Salashchenko, and M.N. Toropov // Rev. Sci. Instrum, V. 79, P. 033107 (2008).

Аперриодические многослойные элементы в рентгеновской оптике и спектроскопии: суперзеркала, «классические» аперриодические структуры, блок-структуры

М.М. Барышева^{1,*}, С.А. Гарахин¹, С.Ю. Зуев¹, В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹, М.В. Свечников¹, Н.И. Чхало¹, S. Yulin²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Fraunhofer Institute for Applied Optics and Precision Engineering IOF, Albert-Einstein-Strasse 7, 07745 Jena, Germany.

*mmbarysheva@ipmras.ru

Обсуждаются различные дизайны широкополосных элементов рентгеновской оптики. Делается вывод о преимуществе блок-структур с точки зрения изготовления и восстановления параметров зеркал.

Введение

Многослойные рентгеновские зеркала с изменяющимся по глубине периодом (AMЗ) и уширенной спектральной или угловой кривой отражения широко применяются в рентгеновских телескопах, стигматических спектрометрах, системах управления пространственными, временными и спектральными характеристиками фемто- и субфемтосекундных импульсов электромагнитного излучения. Ранее были разработаны разные подходы к оптимизации параметров широкополосных зеркал. В данной работе в качестве иллюстрации рассмотрим модельные Mo/Si зеркала нормального падения для аппаратуры «Кортес», равномерно отражающие излучение в диапазоне 17 - 21 нм (подробнее [1]).

Аперриодические структуры

«Суперзеркалами» называют AMЗ с монотонно уменьшающимся к положке периодом, предназначенными для работы в «жестком» диапазоне в скользящих углах [2]. Их уширенная кривая отражения образуется за счет того, что коротковолновое излучение проникает через верхние слои на большую глубину, где отражается в соответствии с условием Брэгга. В ЭУФ диапазоне толщины пленок AMЗ обычно рассчитывают численно, поиском минимума функции невязки

$$F = \int (R(\lambda, \theta) - R_{target})^2 d\lambda \quad (1)$$

(R_{target} – целевая функция коэффициента отражения), для чего в настоящий момент доступен ряд программ, в т.ч. IMD (D. Windt), Multifitting [3]. На

рис. 1 приведено типичное распределение толщин пленок на примере модельного Mo/Si AMЗ, соответствующую кривую отражения можно видеть на рис. 2.

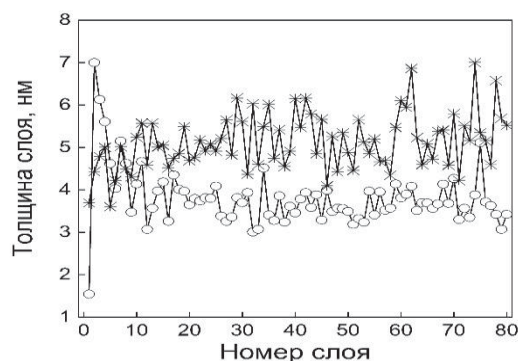


Рис. 1. Зависимость толщин слоев кремния (кружки) и молибдена (звездочки) от номера слоя (отсчет от подложки)

Изготовление AMЗ, состоящей из N слоев с индивидуальными толщинами, требует порядка N предварительных калибровок при условии, что поведение материалов при напылении (плотности, шероховатости) хорошо изучено. Решение проблемы виделось, прежде всего, в уменьшении разброса d_i . В [4] функционал (1) модифицировался введением ограничения на отклонение толщин пленок в соседних периодах; в [5] толщины слоев AMЗ (подобные рис. 1) усреднялись и заменялись близкими значениями, так чтобы уменьшить число различных d_i . Однако, отклонения в процессе напыления практически неизбежны, и для дальнейшей коррекции технологического процесса необходимо решать обратную задачу восстановления параметров пленок

нок, представляющую огромную сложность в случае АМЗ. Это заставляет обратиться к другому типу широкополосных элементов – стеквым или блок-структурам.

Блок-структуры

АМЗ этого типа состоят из нескольких периодических зеркал с набором характеристик $\{N_i, d_i, \gamma_i\}$ (число периодов, его величина, доля сильнопоглощающего материала) напыленных одно на другое.

В [6] для рентгеновского телескопа предложена 8-блоковая Pt/C структура с периодами 6-3 нм (убывают к подложке), продемонстрировавшая отражение более 40 % в диапазоне 20–40 keV (скользящий угол падения 0.3°). Общее число слоев равнялось 168. Оптимизация параметров проводилась при $N_i d_i = \text{const}$: в этом случае фазы падающего излучения, отраженного блоками с разными d , согласованы друг с другом. Позднее [7] было получено аналитическое выражение для коэффициента отражения такой структуры и продемонстрировано соответствие распределения толщин по глубине АВС-модели суперзеркал [2].

Таблица 1. Расчетные параметры модельной Mo/Si блок-структуры с покрытием Si

Номер блока от подложки	Число периодов, N	Толщина пленки Mo	Толщина пленки Si,
пленка Si	1	-	1,40 нм
3	3	4,30 нм	6,72 нм
2	3	3,43 нм	5,37 нм
1	32	4,50 нм	4,50 нм

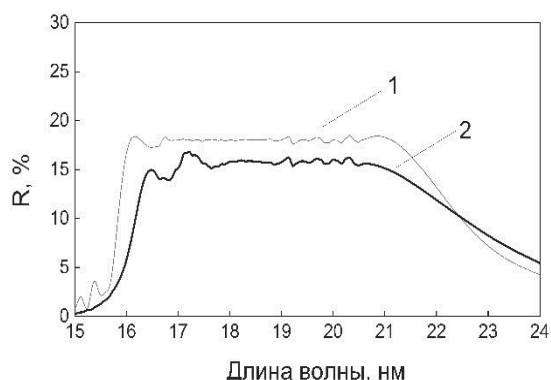


Рис. 2. Расчетные кривые отражения модельных Mo/Si зеркал: (1) «классическая» аперидика, (2) блок-структура

В ЭУФ-диапазоне обычно достаточно 3-4 блоков, расчет оптимальных параметров осуществляется минимизацией (1) [5,8]. Мы использовали про-

грамму Multifitting [3], позволяющую рассматривать N_i в качестве параметра оптимизации, для определения характеристик модельного 3-блочного зеркала с покрытием Si (Таблица 1); ширины переходных областей составляли 1,2 нм (Mo-на-Si) и 0,6 нм (Si-на-Mo), плотности пленок табличные. Расчетный коэффициент отражения $R(\lambda)$ в сравнении с АМЗ (рис. 1) приведен на рис. 2.

Обсуждение и заключение

«Классическое» АМЗ, безусловно, превосходит блок-структуру с точки зрения гладкости, а также имеет несколько более высокий коэффициент отражения в области плато. Однако при изготовлении зеркал это преимущество нивелируется сложностью калибровки и, главное, восстановления реальных параметров пленок. В случае блок-структуры число восстанавливаемых параметров существенно меньше, обратная задача может быть достоверно решена, и проведена соответствующая коррекция технологического процесса. Как показал эксперимент [1], добиться целевой кривой отражения удастся всего несколькими предварительными напылениями, что делает этот подход к изготовлению широкополосных элементов более предпочтительным.

Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН I.1 "Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом"; разработка Multifitting поддержана РФФИ № 18-32-00173, экспериментальная апробация - РФФИ № 18-32-00671.

Литература

1. Гарахин С.А. и др. «Оптимизация состава, синтез и аттестация...» в настоящем сборнике.
2. Joensen K.D., Voutov P., Szentgyorgyi A. et al. // Applied Optics, V. 34, 34, 7935 (1995)
3. Свечников М.В. «Multifitting – программа для рефлектометрической реконструкции...» в настоящем сборнике.
4. Kozhevnikov I.V., Yakshin A.E., Bijkerk F. // Optics Express, V. 23, 7, 9276 (2015)
5. Kuang, S., Li S., Yang H. et al. // Optics and Precision Engineering, V. 26, 10, 2395 (2018)
6. Yamashita K., Kunieda H., Tawara Y. et al. // Proc. SPIE, V. 3766, 327 (1999).
7. Yao Y., Kunieda H. and Z. Wang. // Optics Express, V. 21, 7, 8638 (2013)
8. Kuhlmann T., Yulin S., Feigl T. et al. Proc. SPIE, 4688, 509 (2002)

Групповое время задержки и глубина формирования зеркального и дифракционного отражения рентгеновских лучей и нейтронов

В.А. Бушув^{1,*}, А.И. Франк^{2,§}

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Ленинские горы, Москва, 119991

² Лаборатория нейтронной физики имени И. М. Франка, Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри 6, г. Дубна, Моск. обл., 141980

*vabushuev@yandex.ru, §frank@dubna.ru

Обсуждается проблема связи группового времени задержки с глубиной в среде, на которой происходит формирование зеркального отражения рентгеновских лучей и нейтронов от полубесконечной однородной среды с идеально резкой границей раздела в областях до порога явления полного внешнего отражения (ПВО) и выше этого порога. Доклад имеет дискуссионный характер и основан на материалах, не вошедших в наш обзор [1] в УФН.

Введение

На примере отражения импульсов нейтронов от двух- и трехслойных планарных структур в [1] было показано, что вследствие некоторых затрат времени на проникновение излучения вглубь среды и обратно отражение происходит с некоторым запаздыванием во времени. В первом приближении оно определяется так называемым групповым временем задержки (ГВЗ), равным производной по энергии от фазы амплитудного коэффициента отражения.

В данной работе рассмотрен простейший случай зеркального отражения рентгеновских лучей и нейтронов от полубесконечной среды. Формулы Френеля дают точные выражения для амплитуды отражения, структуры полей и глубины проникновения излучения в среду во всей области углов падения и энергий квантов, однако они совершенно не дают никакого ответа о толщине приповерхностного слоя, в котором формируется отраженная волна.

Ниже будет показано, что различные попытки определения связи между глубиной формирования отражения и ГВЗ приводят к неким противоречиям как по физике явления, так и по конкретным числовым значениям этой глубины, особенно в области выше порога ПВО. Причем целый ряд вопросов так и не получил еще исчерпывающего объяснения.

Метод расчета

Наряду с эффектом Хуса-Хенхен, который заключается в продольном смещении отраженного вол-

нового пучка при его наклонном падении на поверхность, существует явление временной задержки отраженного импульса с амплитудой $A_R(t)$ по отношению к падающему импульсу $A_{in}(t)$ (см., например, [1]). Легко показать, что амплитуда отраженного импульса описывается соотношением

$$A_R(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega) A_{in}(\Omega) e^{-i\Omega t} d\Omega \approx |R(\omega_0)| A_{in}(t - \tau), \quad (1)$$

где $\tau = d\phi/d\omega$ - ГВЗ, ϕ - фаза амплитудного коэффициента отражения R , $\Omega = \omega - \omega_0$, ω_0 - центральная частота падающего излучения со спектром $A_{in}(\Omega)$. Считается, что функция $R(\omega)$ слабо меняется в пределах спектра $A_{in}(\Omega)$. В [1] показано, что при отражении импульсов нейтронов от слоистых структур конечной толщины ГВЗ τ может быть как положительным, так и отрицательным, что, однако, не противоречит принципу причинности.

Рассмотрим теперь отражение от полубесконечной среды, для которого имеется точное решение

$$R(\omega) = (k_z - q_z)/(k_z + q_z). \quad (2)$$

Для рентгеновского излучения $k_z = k \sin \theta$, $k = \omega/c$, θ - угол скольжения, $q_z = k(\sin^2 \theta + \chi)^{1/2}$, $\chi(\omega)$ - комплексная поляризуемость среды. Для нейтронов в силу потенциального закона дисперсии $q^2 = k^2 - k_b^2$ можно ограничиться случаем нормального падения. Здесь $k(\omega) = MV/\hbar$ - волновое число в вакууме, M - масса нейтрона, V - скорость нейтрона с энергией $E = \hbar\omega = MV^2/2$; $k_b^2 = 4\pi Nb = 2MU/\hbar^2$, N - плотность ядер, $b = b' - ib''$ - комплексная длина рассеяния, U - эффективный потенциал среды.

Результаты и обсуждение

Глубина проникновения излучения в среду определяется соотношением $L_z = 1/\text{Im}(q_z)$. В области ниже порога ПВО для нейтронов, т. е. при энергии $E < U'$, величина L_z равна глубине затухания эванесцентной волны: $L_z = 1/(k_b'^2 - k^2)^{1/2}$. Из самых общих соображений можно предположить, что время задержки равно $\tau_z = 2L_z/V$. Самое удивительное заключается в том, что это оценочное время τ_z в точности совпадает с ГВЗ $\tau = d\phi/d\omega$ [1] (см. рис. 1):

$$\tau = \frac{2M}{\hbar k \sqrt{k_b'^2 - k^2}} = \frac{2}{V \text{Im}(q)} = \frac{2L_z}{V} \equiv \tau_z \cdot (k < k_b') \quad (3)$$

Отсюда следует, что глубина формирования отражения $L_R = L_z$. Причины такого совпадения совершенно не понятны, так как в полубесконечной среде отсутствует обратная волна $\sim \exp(-iq_z z)$, а допущение о вакуумной скорости нейтронов V в среде, да еще в области ПВО, не соответствует действительности. Тем не менее, строгие расчеты показывают, что время запаздывания отраженного импульса $A_R(t)$ (1) находится в очень хорошем согласии с ГВЗ, вычисленным по формуле $\tau = d\phi/d\omega$.

Аналогичные результаты справедливы и для рентгеновского излучения, для которого в области ПВО ($\theta < \theta_c = |\chi'|^{1/2}$) ГВЗ $\tau = 2\theta/[\omega(\theta_c^2 - \theta^2)^{1/2}]$, а глубина формирования отражения $L_R = L_z = \tau c/2 \sin \theta$.

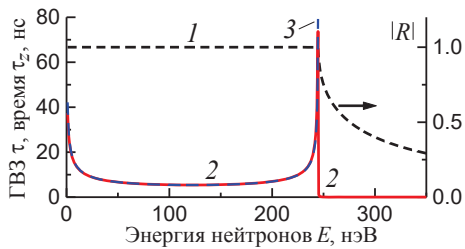


Рис. 1. Зависимость модуля $|R|$ (1), ГВЗ τ (2) и времени τ_z (3) от энергии нейтронов E при их отражении от никеля

В области выше порога ПВО глубина проникновения L_z значительно увеличивается, тогда как ГВЗ и, следовательно, глубина формирования отражения $L_R = \tau n V/2$, наоборот, сильно уменьшаются, где $n = [1 - (k_b/k)^2]^{1/2}$ – показатель преломления (см. таблицы 1 и 2). Более того, с уменьшением поглощения глубина L_z проникновения излучения в среду увеличивается, тогда как ГВЗ уменьшается:

$$\tau = \frac{Mk_b'^2}{\hbar k(k^2 - k_b'^2)^{3/2}} \frac{b''}{b'}, \quad (E > U') \quad (4)$$

$$\tau = 2[\chi''(\alpha_0)/|\chi'(\alpha_0)|](\alpha_0^2/\omega^3), \quad (\theta > \theta_c) \quad (5)$$

Из таблиц 1 и 2 видно, что в области выше порога ПВО групповые времена задержки много меньше периода T падающих волн, а соответствующие глубины формирования зеркального отражения вообще сравнимы или даже много меньше атомных размеров. В связи с этим интерпретация полученных выше результатов в рамках существующих представлений, основанных на формуле Френеля, наталкивается на определенные трудности.

Таблица 1. ГВЗ τ и глубина формирования отражения L_R нейтронов от никеля ($U' = 245$ нэВ, $U'' = 0.024$ нэВ, $T \approx 8$ нс).

Энергия E , нэВ	200	240	244	250	270
ГВЗ τ , нс	6.9	18.9	41.8	0.04	0.004
Глубина L_R , Å	215	642	1430	0.22	0.04

Таблица 2. ГВЗ τ и глубина формирования отражения L_R CuK_α -излучения от кремния ($\theta_c = 13.4$ угл. мин, $T = 0.5$ ас).

Угол θ , угл. мин	10	13	14	20	30
ГВЗ τ , ас	0.18	0.64	0.08	0.007	0.005
Глубина L_R , Å	95	264	28	1.8	0.8

Оценки времени τ и глубины формирования отражения $L_R \approx 1/(2k_z)$ в рамках первого борновского приближения теории рассеяния в кинематической области выше порога ПВО, где $q_z \approx k_z$, дают сильно завышенные результаты по сравнению с L_R , получаемой как по данным ГВЗ (3)-(5), так и с вычислением времени отражения на основе строгих расчетов амплитуд отраженных импульсов $A_R(t)$ (1).

Возможно, что роль обратной волны в среде играет безизлучательная волна запаздывающего возбуждения в дисперсионной среде, характеризуемой спектральным показателем преломления $n(\omega)$. С другой стороны, не вполне понятно, можно ли переносить макроскопические «объемные» и «безструктурные» понятия поляризуемости $\chi(\omega)$, длины рассеяния b и эффективного потенциала U на микроскопические области с толщинами, много меньше длины волны и размеров атомов. Не исключено, что неверным может являться также и наше априорное представление о связи времени отражения, глубины формирования отраженного импульса и скорости распространения волны в веществе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-02-00218).

Литература

1. В. А. Бушуев, А. И. Франк // УФН, Т. 188, 1049 (2018).

Высоко яркостные ЭУФ источники на основе лазерной плазмы и жидкометаллических мишеней для диагностических технологий ЭУФ литографии

А.Ю. Виноходов^{2*}, К.Н. Кошелев^{1,2}, О.Ф. Якушев², Ю.В. Сидельников^{1,2}, В.В. Иванов^{1,2}, В.М. Кривцун^{1,2}, А.А. Лаш², Д.А. Абраменко^{1,2}, М.С. Кривокрытов^{1,2}, В.В. Медведев^{1,2}, А.А. Якушкин²

1 Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая, 5, г.Москва, г.Троицк, 108840.

2 ООО ЭУФ Лабс, ул. Промышленная, дом 2Б, г.Москва, г.Троицк, 108841

*avinokhod@gmail.com

Исследовано 3 физических подхода в построении высоко яркостных ЭУФ источников, излучающих в диапазоне 13,5 нм, на основе лазерной плазмы и жидкометаллической мишени. Источники различаются типом мишени и плазмообразующим веществом. При использовании источника с капельной оловосодержащей мишенью продемонстрирована возможность получения ЭУФ излучения с яркостью ~ 1 кВт/мм²ср. Источник с мишенью на основе литиевой струи характеризуется квазимонохроматическим излучением и отсутствием осколков мишени в выходном окне. На источнике с вращающейся оловосодержащей мишенью продемонстрирована новая технология подавления осколков мишени, позволившей сохранять яркость источника ~ 60 Вт/мм² ср в течение более 1011 импульсов.

Введение

Высоко яркостные источники ЭУФ диапазона позволят решить ключевую проблему проекционной ЭУФ литографии - диагностику литографических масок на различных стадиях их производства. Разработка таких источников будет способствовать переходу от технологии диагностики интегральных схем (ИС) к технологии диагностике масок, что приведет к значительному удешевлению производства ИС.

Общепризнано, что источники излучения на основе лазерной плазмы более всего подходят для использования в диагностических технологиях ЭУФ литографии. В данной работе мы представляем предварительные результаты исследования 3-х различных подходов в построении высоко яркостных источников излучения с длиной волны 13,5 нм на основе лазерной плазмы и жидкометаллической мишенью различающихся плазмообразующим веществом и типом мишени.

1. Капельная мишень

В источнике используется жидкометаллическая капельная мишень из эвтектического сплава In/Sn. Генератора капель обеспечивает пространственную стабильность капель-мишеней $\sigma \leq 0,7$ мкм в диапазоне диаметра капель d и их частоты генерации f соответственно 30 – 90 мкм и 30 – 65 кГц. Временная синхронизация капли-мишени с лазерным им-

пульсом осуществляется с помощью отраженного от капли излучения подсвечивающего лазера. На рис.1 показан стробоскопическое изображение последовательности капель через 5 мкс после лазерного импульса. На рис.2 показана зависимость эффективности конверсии СЕ от энергии и плотности мощности лазерного излучения.

Методом экспериментального моделирования продемонстрирована потенциальная возможность получения ЭУФ излучения в диапазоне $13,5 \pm 0,135$ нм со средней яркостью $V = W_{\text{лаз}} * \text{CE} / S * 2\pi \sim 1$ кВт/мм²ср при частоте лазерных импульсов $\nu = 8$ кГц, где $W_{\text{лаз}}$ - средняя мощность лазера, S - площадь излучающей плазмы.

2. Струйная мишень

В источнике используется литиевая струйная мишень. Литий циркулирует в замкнутом контуре с помощью компактных МГД насосов обеспечивающих скорость струи до 22 м/с (рис.3).

Литий в качестве плазмообразующего материала мишени характеризуется узкой линией излучения в ЭУФ диапазоне, что позволяет, во-первых, использовать в качестве коллекторной оптики фазовые пластинки, во-вторых, обеспечивает незначительную нагрузку на коллекторную оптику, в-третьих, не использовать спектральный фильтр на 13,5 нм.

Большая скоростью испарения паров лития при умеренно высоких температурах позволяет исполь-

зовать в нем технологию самоочистения входного и выходного окон от осаждающихся на них паров и осколков лития.

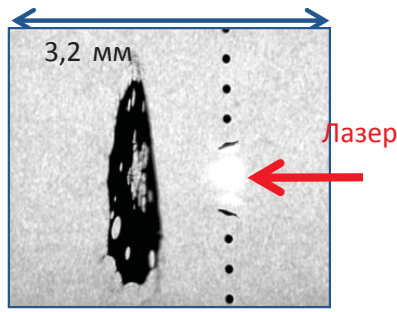


Рис. 1. Стробоскопическая фотография последовательности капель через 5 мкс после лазерного импульса при $d=76$ мкм, $f=40$ кГц

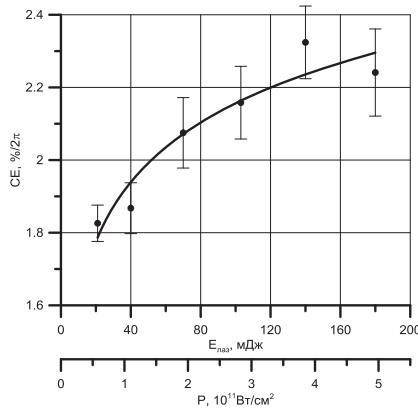


Рис. 2. Зависимость SE от энергии и плотности мощности лазерного излучения в источнике с капельной мишенью

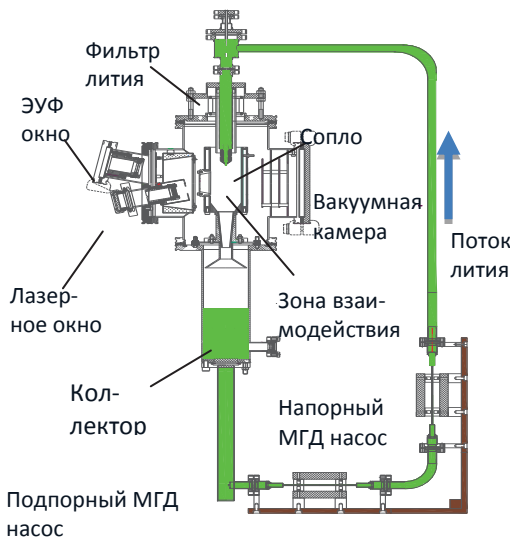


Рис. 3. Схема источника с литиевой струей

На рис.4 показаны зависимости SE от плотности мощности лазерного излучения $P_{\text{лаз}}$ при различных диаметрах лазерного пятна $s=30, 60$ и 100 мкм.

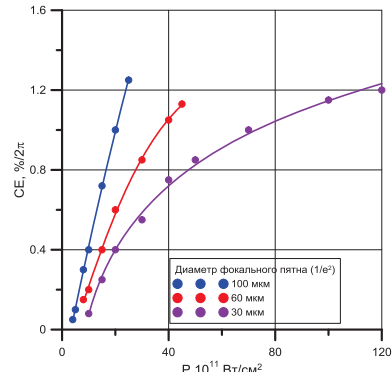


Рис. 4. Зависимость SE от плотности мощности лазерного излучения в мишени на основе литиевой струи

Источник способен генерировать ЭУФ излучения с $V \sim 0,5$ кВт/мм²ср и средней собираемой мощностью несколько десятков мВт.

3. Вращающаяся мишень

В третьем подходе используется вращающаяся со скоростью несколько сот герц жидкометаллическая оловосодержащая мишень. Большая скорость вращения в комбинации с постоянным магнитным полем и газовой завесой обеспечивает практически полную защиту входного и выходного окон от капельной, паровой и ионной фракции осколков мишени. На рис. 5 показана фотография источника с вращающейся мишенью. Принцип защиты от капельной фракции загрязняющих частиц показан на рис.6, где за счет вращения мишени, суммарный вектор скорости капель направлен в сторону от входного и выходного окон.

Была продемонстрирована стабильная работа источника при использовании различных режимов работы волоконного IPG лазера (Таблица 1). При долговременном режиме работы с $V \sim 60$ Вт/мм² ср при $\nu = 60$ кГц (режим 3) коэффициент запыления коллекторного зеркала был менее 0.5% при пересчете на рабочий цикл 24/7 ($1,7 \cdot 10^{11}$ импульсов).

Таблица 1.

Режим	Длительн. имп., нс	$E_{\text{лаз}}$, мДж	ν , кГц	SE, %	$P_{\text{лаз}} \cdot 10^{10}$, Вт/см ²	V , Вт/мм ² ср
1	4	0,9	30	0,6	5	50
2	1.85	0,44	60	0,5	5	60
3	1	0,27	100	0,3	5	30
4	0.18	0,04	600	0,05	5	10

При использовании лазера с $P_{\text{лаз}} \sim 10^{11}$ Вт/см², средняя яркость излучения будет определяться соотношениями $10 \cdot W_{\text{лаз}}$ для $s=20$ мкм, $4,5 \cdot W_{\text{лаз}}$ для $s=30$ мкм и $1,6 \cdot W_{\text{лаз}}$ для $s=30$ мкм.

Исследования изложенных в работе подходов в построении высоко яркостных источников ЭУФ диапазона в настоящее время продолжают.

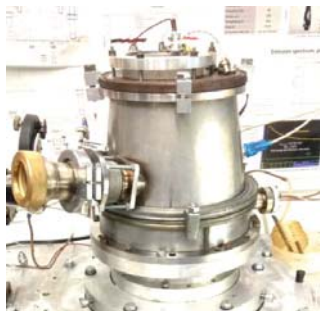


Рис. 5. Фотография ЭУФ источника с вращающейся мишенью

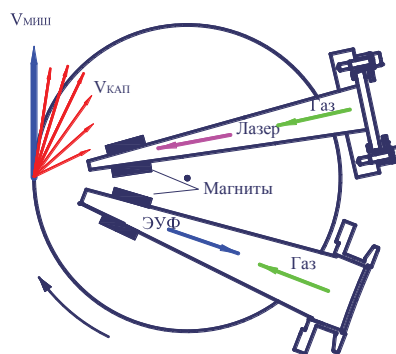


Рис. 6. Принцип защиты входного и выходного окон от осколков мишени

Измерения чувствительности ПЗС-детекторов для вакуумной ультрафиолетовой области спектра

Е.А. Вишняков^{1,*}, С.А. Богачев¹, А.А. Перцов¹, С.В. Кузин¹,
Н.Н. Цыбин², Н.И. Чхало², А.С. Шугаров^{1,3}

1 Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 Институт астрономии РАН, ул. Пятницкая, 48, Москва, 119017.

* juk301@mail.ru

Обсуждаются нюансы процесса измерения чувствительности ПЗС-детекторов для космических проектов АРКА и СПЕКТР-УФ при температурах от $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $-105\text{ }^{\circ}\text{C}$. Обсуждаются отработываемые технологии и экспериментальные схемы на основе лазерно-плазменного источника излучения и на основе синхротронного источника.

Введение

В работе обсуждаются ПЗС-детекторы для будущих космических проектов «Спектр-УФ» [1] (международное название “World Space Observatory – Ultraviolet”, WSO-UV [2]) и АРКА [3].

АРКА — это малый космический аппарат, который состоит из трёх телескопов и предназначен для наблюдения солнечной короны в МР диапазоне с высоким пространственным разрешением. Научное оборудование спутника будет состоять из обзорного телескопа с умеренным пространственным разрешением и двух телескопов высокого разрешения, центрированных на длины волн 171 \AA и 304 \AA .

В проекте «Спектр-УФ», предназначенном для наблюдений далёких галактик, сверхмассивных звёзд и др., наличествует блок спектрографов, состоящий из трёх каналов. Первые два из них – это эшельные спектрографы: вакуумный ультрафиолетовый (диапазон $115 - 176\text{ нм}$) и ультрафиолетовый (область $174 - 310\text{ нм}$). Третий канал – это спектрограф с длинной щелью для диапазона $115 - 305\text{ нм}$. В каждом из каналов содержится детектор на основе ПЗС-матрицы с рабочей температурой $-105\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Типы ПЗС-матриц

В настоящее время существует два типа широко используемых ПЗС-матриц для мягкого рентгеновского (МР) и вакуумно-ультрафиолетового (ВУФ) излучения. Первый класс ПЗС-матриц называется NIMO (Non-Inverted Mode Operation), а второй — AIMO (Advanced Inverted Mode Operation).

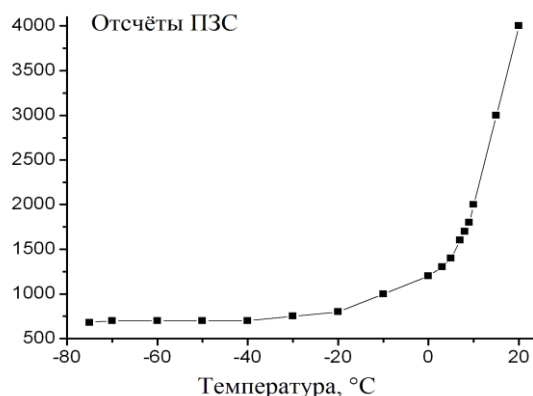


Рис. 1. Пример зависимости величины темновой засветки (шума) в NIMO ПЗС-матрице от температуры [4]

NIMO ПЗС-матрицы обладают сильной темновой засветкой при комнатной температуре, которая резко уменьшается при охлаждении (см. Рисунок 1), поэтому в лабораторных условиях их работа требует охлаждения до температуры $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ и ниже.

AIMO ПЗС-матрицы имеют более сложную полупроводниковую структуру пикселей, что позволяет перед актом считывания подать на каждый пиксель напряжение противоположного знака. Это может обеспечить существенно более низкую темновую засветку (в 400 раз меньше, чем для NIMO матриц до ~ 250 электронов в секунду на пиксель) без значительного уменьшения динамического диапазона ПЗС-матрицы. Таким образом, AIMO ПЗС-матрицы позволяют работать как при комнатной температуре, так и с охлаждением. Но у них есть свои недостатки в виде большего времени считывания.

вания и в виде сильных неоднородностей чувствительности пикселей по апертуре матрицы.

Для космических экспериментов отрицательные температуры, при которых хорошо работают ПЗС-матрицы, достигаются без особых усилий, поэтому в космосе использование NIMO ПЗС-матриц даже сегодня остаётся наиболее предпочтительным.

Варианты экспериментальных схем

Оптическая схема лабораторного дифракционного спектрографа для получения кривой спектральной чувствительности ПЗС-матрицы в МР диапазоне показана на Рисунке 2. Схема включает входную щель, фокусирующее аперриодическое многослойное зеркало (АМЗ), пропускающую дифракционную решётку (ДР) и исследуемую ПЗС-матрицу [5]. Такая схема хорошо зарекомендовала себя в случае с лазерно-плазменным источником излучения. В качестве АМЗ удобно использовать широкополосную структуру на основе пары Mo/Si с оптимизацией на максимальное равномерное отражение в области 125 – 250 Å. Радиус кривизны АМЗ ~ 1 м.

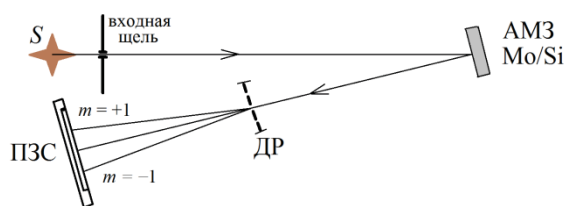


Рис. 2. Схема дифракционного спектрографа для измерения спектральной чувствительности ПЗС-матриц в МР диапазоне. Используется сферическое АМЗ с $R \sim 1$ м

Схема, показанная на Рисунке 2, позволяет зарегистрировать кривую спектральной чувствительности ПЗС-матрицы в относительно широком спектральном диапазоне, но не позволяет определить абсолютные значения спектральной чувствительности. Для измерений абсолютных значений спектральной чувствительности ПЗС-матриц, имеет смысл использовать синхротронный источник излучения, двухкоординатную механическую платформу для перемещения и точного позиционирования детектора в пучке, а также калиброванный кремниевый фотодиод для контроля падающей энергии.

Измерение кривых спектральной чувствительности ПЗС-матриц в ВУФ диапазоне также возможно с использованием схемы, показанной на Рисунке 3.

В этой схеме фильтр из MgF_2 нужен для отсеечения коротковолнового излучения с $\lambda < 110$ нм.

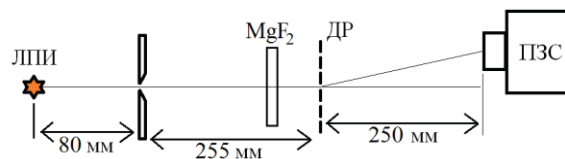


Рис. 3. Схема, пригодная для измерения спектральной чувствительности ПЗС в области длин волн $\lambda > 115$ нм [6]

Для охлаждения ПЗС-матриц до температур -20 °С и ниже в лабораторных условиях мы используем две техники. В первом варианте используется криостат, выходы которого заведены в вакуумную камеру и подключены к термостолу, на который крепится ПЗС-матрица. Циркуляция охлаждаемого теплоносителя по полученному контуру позволяет достичь температур от комнатной до -75 °С. Для более глубокого охлаждения мы используем медный хладопровод, заведённый в вакуумную камеру через гермоввод. На одном конце хладопровода расположена медная пластина, которая крепится к «холодному пальцу» ПЗС-детектора, а второй конец хладопровода окунается в жидкий азот. Для стабилизации температуры мы используем резисторы-нагреватели в сочетании с термодатчиками и электромагнитным реле. Такая система позволяет стабилизировать температуру на рабочем конце хладопровода на любом значении от -50 °С до -90 °С с точностью ± 1 °С. Работа по достижению более низких температур продолжается.

Литература

1. Б.М. Шустов, М.Е. Сачков, А.А. Боярчук *и др.* // Вестник НПО им. Лавочкина, **5** (26), 4 (2014).
2. B. Shustov, M. Sachkov, A. Gómez de Castro *et al.* // *Astrophys. Space Sci.*, **320**, 187 (2009).
3. С.В. Кузин, С.А. Богачев, А.А. Перцов *и др.* // Известия РАН. Сер. физ., **75** (1), 91 (2011).
4. Е.А. Вишняков, С.А. Богачев, А.А. Перцов *и др.* // «Рентгеновская оптика – 2018», 119 (2018).
5. С.А. Богачев, Е.А. Вишняков, С.В. Кузин *и др.* // Труды XXII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Т. 1, 403 (2018).
6. Е.А. Вишняков, А.С. Кириченко, А.А. Рева *и др.* // Труды XX Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Т. 1, 366 (2016).

Зависимость эффективности спектрогелиографов КОРТЕС от угла блеска дифракционных решеток

Е.А. Вишняков^{1,*}, Н.Ф. Ерхова¹, А.С. Кириченко^{1,§}, А.А. Рева¹, С.В. Кузин¹

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991.

* juk301@mail.ru, § kirichenko@lebedev.ru

Проводится сравнение дифракционных эффективностей плоских отражательных решёток с разными значениями углов блеска, в зависимости от длины волны падающего излучения. Обсуждаются технологически оптимальные варианты дифракционных решёток для двух спектрогелиографов аппаратуры КОРТЕС с рабочими спектральными диапазонами 170 – 210 Å и 280 – 335 Å.

Введение

Блок научной аппаратуры КОРТЕС [1] в настоящее время разрабатывается для эксперимента на МКС, целью которого является изучение и мониторинг солнечной активности по излучению рентгеновского, мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазонов спектра. Согласно обновлённому дизайну эксперимента [2], в состав аппаратуры КОРТЕС входят три ЭУФ телескопа, два МР-ЭУФ спектрогелиографа, один МР телескоп-спектрогелиограф для наблюдения горячего дублета линий Mg XII, $\lambda \approx 8.42 \text{ Å}$ [3], и комплексный рентгеновский спектрометр-поляриметр SolreX [4]. В данной работе речь пойдёт о выборе дифракционных решёток для спектрогелиографов.

Схемы спектрогелиографов

Главная задача МР-ЭУФ спектрогелиографов для проекта КОРТЕС — регистрация линейчатых спектров излучения из горячих областей солнечной короны, регионов крупных солнечных вспышек, микро- и нановспышек, а также выбросов корональных масс. Спектрогелиографы КОРТЕС рассчитаны на работу в диапазонах 170 – 210 Å и 280 – 335 Å.

Рисунок 1 показывает схему спектрогелиографов и принцип их работы. МР-ЭУФ излучение от Солнца после прохождения через входной абсорбционный фильтр (на рисунке не показан) падает под скольльзящим углом на дифракционную решётку (ДР), после чего при помощи аперийодического многослойного зеркала (АМЗ) в форме внеосевого эллиптического параболоида диспергированное излучение фокусируется на ПЗС-детектор с напылённым

абсорбционным фильтром. АМЗ в приведённой схеме также является спектральным фильтром, причём многослойная структура используемого АМЗ полностью определяет рабочий спектральный диапазон прибора. Показанная на Рисунке 1 схема позволяет строить спектральные изображения полного диска Солнца с 10-кратным сжатием вдоль оси дисперсии, при этом обеспечивая высокие значения спектральной разрешающей способности по этой оси и сохраняя высокое пространственное разрешение вдоль перпендикулярного направления.

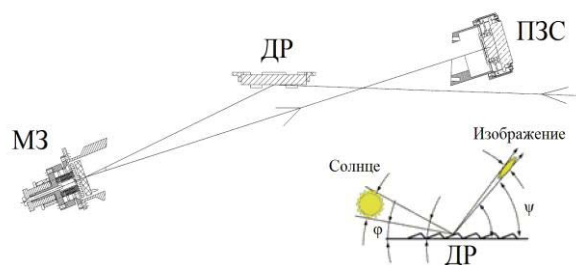


Рис. 1. Оптическая схема и принцип работы спектрогелиографов КОРТЕС. Изображение сжимается в ~10 раз

Моделирование эффективностей ДР

Из скалярной теории дифракции известно, что ДР с углом блеска качественно меняют картину дифракции, по сравнению с ДР с синусоидальным профилем. В настоящей работе проводится численное изучение зависимости дифракционной эффективности плоских ДР от значений угла блеска для разных длин волн МР-ЭУФ излучения из диапазона 170 – 350 Å, покрывающего диапазоны обоих спектрогелиографов КОРТЕС. Численное моделирование проводилось с использованием решений уравнений Максвелла интегральными методами по про-

грамме [5]. Исследовались ДР с густотой штрихов 1200 штр./мм в третьем порядке дифракции $m = 3$.

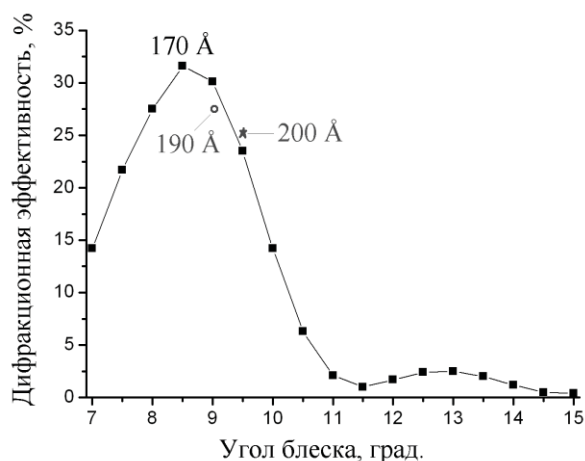


Рис. 2. Расчётная форма зависимости дифракционной эффективности ДР от значения угла блеска ДР для длины волны 170 Å. Знаками показаны положения пиков кривых, которые соответствуют длинам волн 190 Å и 200 Å

На Рисунке 2 показана форма кривой зависимости дифракционной эффективности ДР 1200 штр./мм в рабочем порядке дифракции $m = 3$, в зависимости от значения угла блеска штрихов решётки. Кривая соответствует излучению с длиной волны 170 Å. Из рисунка видно, что кривая имеет ярко выраженный максимум, при удалении от которого происходит быстрое падение дифракционной эффективности. Увеличение длины волны в диапазоне 170 – 210 Å приводит к росту оптимального угла блеска и к некоторому уменьшению максимального значения дифракционной эффективности (см. Рисунок 2).

Интересно, что при дальнейшем увеличении длины волны падающего на ДР излучения продолжение роста значения оптимального угла блеска происходит только до длины волны 320 Å, при которой оптимальный угол блеска ДР равен примерно 11.5°. При ещё большем увеличении длины волны график резко меняет свою форму, в которой исчезает пик вблизи значения 11.5° и появляется новый в районе значения угла блеска 8° (см. Рисунок 3). При длине волны более 325 Å, динамика изменения формы кривой остаётся прежней: при увеличении длины волны максимум графика медленно сдвигается в сторону увеличения угла блеска, при этом абсолютное значение максимальной эффективности продолжает убывать. На Рисунке 3 кривые из диапазона 280 – 330 Å выглядят не так красиво, как на Рисунке 2. Вероятно, это из-за расчётных погрешностей, возникающих при вычислениях. Отметим,

что углы падения φ в расчёте разные: $\varphi = 1.16^\circ$ для области 170 – 210 Å, и $\varphi = 1.4^\circ$ для 280 – 335 Å.

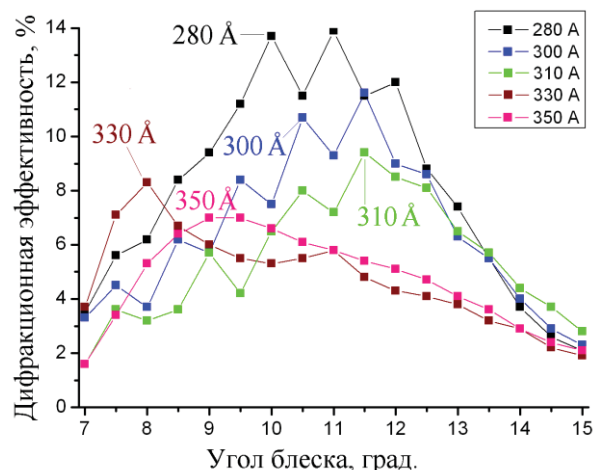


Рис. 3. Расчётные зависимости дифракционной эффективности ДР от значения угла блеска при облучении решётки излучением с длинами волн от 280 Å до 350 Å

В качестве вывода имеет смысл сравнить дифракционную эффективность решёток с углом блеска и решёток с синусоидальным профилем. Во втором случае дифракционная эффективность решёток практически спектрально нечувствительна и для всего диапазона 170 – 350 Å составляет примерно 2%. При этом стоимость изготовления ДР с углами блеска оказывается на порядок выше, чем для ДР с синусоидальным профилем. Так что использование ДР с углом блеска разумно только в тех диапазонах значений углов блеска, где эффективность $> 2\%$.

Таким образом, для коротковолнового спектрогелиографа с диапазоном 170 – 210 Å оказывается целесообразным использовать ДР с углами блеска из диапазона 7° – 11°. При этом длинноволновый спектрогелиограф демонстрирует более высокие значения дифракционной эффективности, нежели ДР с синусоидальным профилем штриха, в более широком диапазоне углов блеска: от 7° до 15°.

Литература

1. S. V. Shestov, A. S. Ulyanov, E. A. Vishnyakov *et al.* // Proc. SPIE, Vol. 9144, 91443G (2014).
2. E.A. Vishnyakov, S.A. Bogachev, A.S. Kirichenko *et al.* // Proc. SPIE, Vol. 10235, 102350B (2017).
3. A. Reva, S. Shestov, S. Bogachev, S. Kuzin. // Solar Phys., Vol. 276, Iss. 1, p. 97 (2012).
4. J. Sylwester, S. Płoceniak, J. Bakała *et al.* // Proc. IAU Symp., Vol. 305, 114-120 (2015).
5. <http://www.pcgrate.com>.

Разряд, поддерживаемый излучением ТГц диапазона в неоднородном потоке газа как точечный источник экстремального ультрафиолетового излучения

А.В. Водопьянов^{1,*}, А.В. Сидоров¹, С.В. Разин¹, А.П. Веселов¹, С.В. Голубев¹, М.Ю. Глявин¹, Н.И. Чхало², Н.Н. Салащенко²

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*avod@appl.sci-nnov.ru

Продемонстрирована возможность генерации экстремального ультрафиолетового излучения в свободно расширяющейся струе плотной плазмы с многозарядными ионами, поддерживаемой излучением терагерцовых гиротронов (670 ГГц/40 кВт и 250 ГГц/250 кВт). Мощность экстремального ультрафиолетового излучения составляет около 300 Вт в диапазоне 18-50 нм для аргона, и порядка 1 Вт в диапазоне 13-17 нм для ксенона. При этом электронная концентрация в разряде достигает $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а его характерный размер составляет меньше миллиметра.

Новейшие разработки мощных и надежных гиротронов терагерцового и суб-терагерцового диапазонов открывают новые возможности для исследований. В частности, недавно были проведены детальные экспериментальные исследования газового разряда в сфокусированном пучке терагерцового диапазона частот в неоднородном газовом потоке (точечный разряд [1-3]). В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований излучения точечной плазмы в трех спектральных диапазонах: 112 – 180 нм, 18 – 50 нм и 13 – 17 нм. Разряд инициировался в неоднородном газовом потоке (Ar, Kr, Xe) под действием сфокусированного пучка суб-терагерцевых волн. В качестве источника излучения использовались два гиротронных комплекса: с мощностью излучения 40 кВт с частотой 670 ГГц и с мощностью излучения 250 кВт с частотой 250 ГГц. Абсолютно калиброванный фотоумножитель и абсолютно калиброванный твердотельный детектор с набором фильтров использовались для измерения спектральных характеристик излучения.

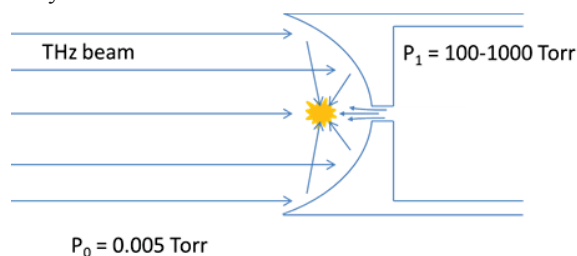


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента

Принципиальная схема эксперимента представлена на Рис. 1. Фоновое давление необходимо поддерживать на уровне ниже нескольких мТорр, чтобы обеспечить прозрачность остаточного газа для экстремального ультрафиолетового излучения. Чтобы получить плазму с плотностью $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ необходимо пробивать газ с давлением ниже 1 Торр. Оценки показывают, что для этого необходимо электрическое поле свыше 100 кВ/см [4]. Для выполнения пробойных условий вблизи сопла при сохранении низкого фонового давления использовались сопла с диаметром 50-300 мкм.

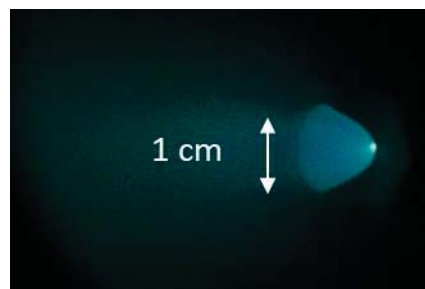


Рис. 2. Фотография точечного разряда

В экспериментах был продемонстрирован точечный разряд размером не более 1 мм (см. Рис. 2) и плотностью плазмы свыше $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ излучающий в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне [2].

Результаты экспериментов по исследованию точечной плазмы, нагреваемой излучением с частотой 670 ГГц и мощностью до 40 кВт, показывают, что

разряд в аргоне обладает максимальной мощностью излучения в спектральной полосе 112-180 нм. На Рис. 3 представлена осциллограмма сигнала абсолютно калиброванного фотумножителя. Светимость точечной плазмы в диапазоне 112-180 нм достигала 10 кВт.

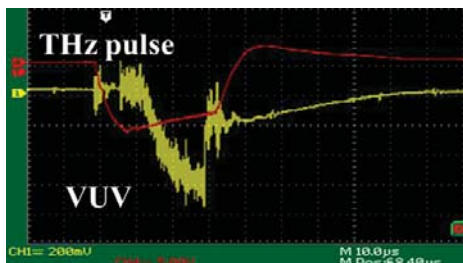


Рис. 3. Светимость плазмы аргона в диапазоне 112-180 нм

Второй источник микроволнового излучения, который использовался в экспериментах, имеет гораздо более высокий уровень мощности. Нагрев точечной плазмы излучением с частотой 250 ГГц и мощностью до 250 кВт позволил детально исследовать динамику светимости плазмы. Оптимальные условия для максимальной светимости в разных спектральных полосах различны. Максимальная светимость точечной плазмы порядка 300 Вт в диапазоне 18-50 нм (двойной фильтр Al / Si [5]) была достигнута в аргоне с мощностью нагрева 180 кВт. На Рис. 4 показана осциллограмма сигнала детектора в этом случае. Видно, что большая часть света принадлежит экстремальному ультрафиолетовому диапазону. Светимость аргоновой плазмы в диапазоне 13-17 нм была практически нулевой.

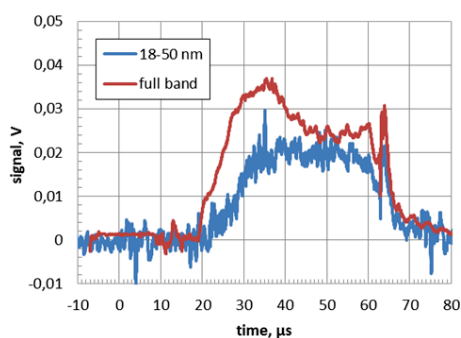


Рис. 4. Светимость плазмы аргона

Светимость точечного разряда в ксеноне регистрировалась в обоих спектральных диапазонах 13 – 17 нм и 18 – 50 нм. Светимость плазмы возрастала со временем в течении импульса нагрева плазмы и достигала максимального значения к концу импульса.

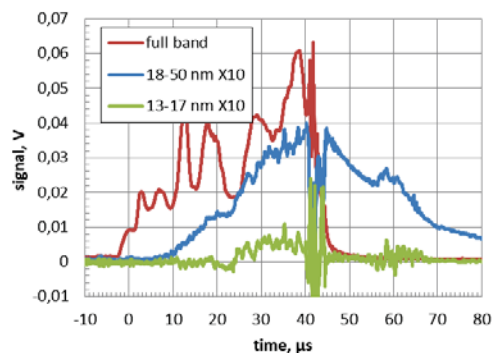


Рис. 5. Светимость плазмы ксенона

Максимальная светимость плазмы в полосе 13-17 нм достигала 1.5 Вт. При этом мощность излучения гиротрона составляла 250 кВт, диаметр сопла 150 мкм, фоновое давление 4 мТорр, давление над соплом было 0,4 атм. Максимальная светимость плазмы ксенона в диапазоне 18-50 нм достигала 20 Вт.

Такой плазменный объект может быть перспективным источником экстремального ультрафиолетового света для проекционной литографии высокого разрешения. Дальнейшее повышение эффективности преобразования греющего излучения в ультрафиолетовое излучение может быть достигнуто за счет улучшения согласования греющей волны и точечной плазмы. Одним из возможных способов улучшения согласования является увеличение частоты волны нагрева. В случае нагрева излучением с частотой 1 - 3 ТГц размер плазменного образования будет соответствовать размеру фокальной перетяжки пучка. В этом случае большая часть излучения может быть поглощена в плазме, что повысит эффективность преобразования.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 17-72-20173.

Литература

1. Glyavin, M. et al. // *Appl. Phys. Lett.* **105**, (2014).
2. Sidorov, A. V. et al. // *Phys. Plasmas* **23**, (2016).
3. Vodopyanov, A. V. // *EPJ Web Conf.* **149**, 02009 (2017).
4. Sidorov, A. V. et al. // *42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)* 1–2 (2017).
5. Akhsakhalyan, A. D. et al. // *J. Surf. Investig. X-ray, Synchrotron Neutron Tech.* **11**, 1–19 (2017).

Эффективность генерации характеристического излучения Ве-содержащих мишеней

С.А. Гарахин¹, А.Я. Лопатин¹, М.С. Михайленко¹, А.Е. Пестов^{1,*}, Р.С. Плешков¹,
Н.И. Чхало¹, Н.Н. Салащенко¹, Г.Д. Дёмин², Н.А. Дюжев², М.А. Махиборода²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, г. Зеленоград, Россия

*aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Экспериментально изучены тонкопленочные мишени для «прострельной» рентгеновской трубки ЭУФ диапазона длин волн на основе Ве. Изучались: однокомпонентная мишень (бериллиевая пленка толщиной 100 и 300 нм), а также многослойная двухкомпонентная мишень (структура Zr/Ве, общая толщина 200 нм, толщины индивидуальных пленок: 1. $d_{Zr}=2.5$ нм, $d_{Ве}=2.5$ нм; 2. $d_{Zr}=1.25$ нм, $d_{Ве}=3.75$ нм, число пар слоев $N=20$). Максимальный коэффициент конверсии энергии электронов в энергию характеристической линии Ве $K\alpha$ ($\lambda=11.4$ нм) в телесный угол 4π был получен для пленки Ве толщиной $d_{Ве} = 100$ нм и энергии электронов $E_e = 2,25$ кэВ и составил $CE=1,1 \times 10^{-4}$, при этом пленка выдержала длительные тепловые нагрузки при плотности мощности на мишени порядка $0,5$ Вт/см², что согласно оценке соответствует температуре не менее 450°C .

Введение

Проекционная фотолитография (ПФ) является ключевой технологией микро(нано)электроники, которая определяет предельные топологические нормы микросхем. Наиболее сложными и дорогостоящими элементами инфраструктуры ПФ являются маски. Набор масок только при производстве одного чипа может стоить до нескольких миллионов долларов. Поэтому из-за высокой стоимости оборудования, дороговизны масок, сложной и дорогостоящей инфраструктуры ПФ становится конкурентоспособной только при массовом производстве, в то время как рынок мелко- и средне-серийного производства оказывается не охвачен. Поэтому крайне актуальным является поиск новых инструментов для нанолитографии. В [1] нами предложен новый подход – безмасочная рентгеновская литография на основе интегральной схемы микрофокусных рентгеновских трубок с «прострельной» тонкопленочной мишенью (МФРТ). В этом подходе источник рентгеновского излучения и маска совмещены в одном устройстве, что существенно упрощает рентгенооптическую схему. В [2] приводится оценка ожидаемой производительности нанолитографа. В данной работе проводится изучение эффективности излучения рентгеновской трубки с бериллиевой мишенью в «прострельной» геометрии и приводятся результаты измерений коэффициента конверсии (CE) энергии электронов в характеристическую линию Ве $K\alpha$ ($\lambda=11.4$ нм).

Результаты

Измерения проводились на приборе [3], рентгенооптическая схема которого представлена на рис. 1.

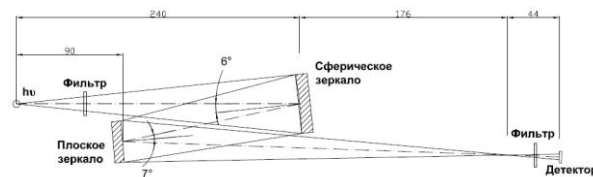


Рис. 1. Рентгенооптическая схема стенда измерения интенсивности излучения МФРТ

Спектральная зависимость пропускания зеркал монохроматора и сравнение ее с линией бериллия представлена на рис.2. Спектральная полоса пропускания монохроматора составляет $\Delta\lambda_m=0,28$ от интеграла под кривой излучения характеристической линии бериллия.

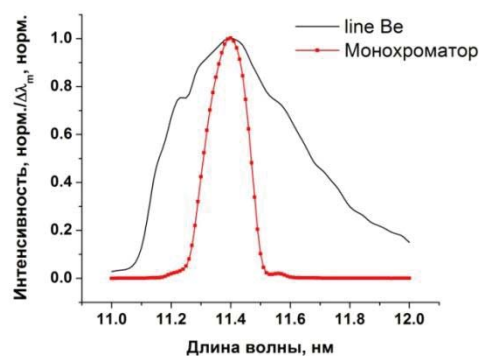


Рис. 2. (символы) спектральная полоса пропускания монохроматора; (сплошная) Ве $K\alpha$ ($\lambda=11,4$ нм) линия

Исследовались тонкопленочные мишени двух типов: однокомпонентная мишень (Ве, толщина $d=100$ и 300 нм) и многослойная двухкомпонентная мишень (Zr/Ве, общая толщина $d=200$ нм, толщины индивидуальных пленок: 1. $d_{Zr}=2.5$ нм, $d_{Be}=2.5$ нм; 2. $d_{Zr}=1.25$ нм, $d_{Be}=3.75$ нм, число пар слоев $N=20$). Выбор циркония в качестве пары для основного излучающего материала (Ве) обусловлен несколькими причинами. Первое, цирконий – один из самых прозрачных (мнимая часть диэлектрической проницаемости мала) в окрестности длины волны $\lambda=11,4$ нм [4]. Второе, пленки на основе циркония обладают хорошей пластичностью и высокой термической стойкостью [5]. Расчет коэффициента конверсии энергии электронного пучка в энергию характеристической линии *Ве К α* ($\lambda=11,4$ нм) в телесный угол 4π осуществлялся по формуле.

$$CE_{2\pi} = \frac{P_{ph}}{P_e} \cdot \frac{4\pi}{\Omega_m}, \quad (\phi 1)$$

где P_{ph} – мощность фотонов, вылетевших из мишени в телесный угол монохроматора $\Omega_m=3,4 \times 10^{-2}$ страд; P_e – мощность электронного пучка.

$$P_{ph} = \frac{I_d}{S_d \cdot T_d \cdot T_m \cdot R_m}, \quad (\phi 2)$$

где I_d – ток детектора и $S_d[\lambda = 11,4 \text{ нм}] = 0,229 \text{ A/Bm}$ – чувствительность детектора [6]; T_m и T_d – коэффициенты пропускания фильтров, на входе монохроматора и детектора; R_m – спектральная полоса пропускания монохроматора. Зависимости СЕ в телесный угол 4π для тонкопленочных «протрельных» мишеней из Ве и Zr/Ве представлены на рис.3.

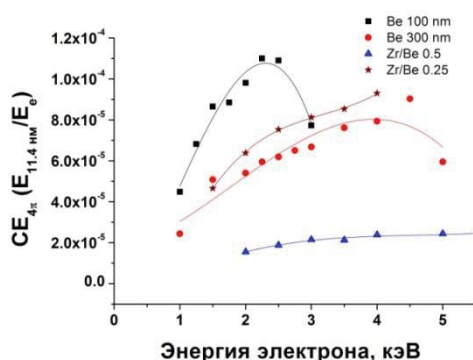


Рис. 3. СЕ в *Ве К α* ($\lambda=11,4$ нм) и телесный угол 4π для Ве мишеней ($d=100$, и 300 нм) и многослойной структуры Zr/Ве ($d=200$, $\beta=0,5$ и $\beta=0,25$)

Максимальное значение СЕ для пленки толщиной $d=100$ нм и $U_e=2,25$ кВ в излучение *Ве К α* линии

($\lambda=11,4$ нм) в $\Omega=4\pi$, составил $CE=1,1 \times 10^{-4}$, что по оценке [1] должно обеспечить производительность 0.1 пластина диаметром 300 мм/час.

Изучение тепловой стойкости тонкопленочных мишеней производилась путем определения предельной тепловой нагрузки, которая не приводит к механическому разрушению. Мощность, переданная мишени – произведение энергии электронов на ток, протекающий через резистор, замыкающий мишень на “землю”.

Таблица 1. Предельная плотность мощности.

Материал	Ве 100	Ве 300	Zr/Ве ($\beta=0.5$)	Zr/Ве ($\beta=0.25$)
$J_{\text{предел}}$, Вт/см ²	0.56	3.0	9.4	10.7
$T_{\text{предел}}$, °С	490	900	1280	1330

Представленные данные показывают, что с ростом толщины пленки происходит рост предельной плотности мощности, которую может выдержать мишень. Добавление в структуру пластифицирующую прослойку из Zr позволяет поднять это значение почти на порядок. Предельная температура практически во всех случаях превышает 500°C (рабочая температура мишени чипа МФРТ не будет превышать 200°C за счет теплоотвода через чип на систему активного охлаждения).

Таким образом, в работе показано, что Ве-пленка толщиной 100 нм может быть использована в качестве «протрельной» мишени для чипа МФРТ будущего безмасочного нанолитографа.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП МСТИЭЖБ, при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Соглашения № 14.578.21.0250 (RFMEFI57817X0250).

Литература

1. Н.А. Дюжев, Г.Д. Демин, Т.А. Грязнева *и др.* // КСФ ФИАН, №12, с.56-63 (2017).
2. Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, Н.А. Дюжев // Поверхность, №10, с.10-20 (2018).
3. М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, И.А. Каськов *и др.* // Известия РАН. Сер.физ., 68(4) с.560–564 (2004).
4. http://henke.lbl.gov/optical_constants/
5. M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev *et al.* // Proc. SPIE, 7025, 702502 (2008).
6. П.Н. Аруев, М.М. Барышева, Б.Я. Бер *и др.* // Квантовая Электроника, 42(10), 943 (2012).

Рефлектометр с лазерно-плазменным источником для аттестации оптики в мягком рентгеновском и ЭУФ диапазонах

С.А. Гарахин*, А.Н. Нечай, Н.И. Чхало, Н.Н. Салащенко, С.Ю. Зуев, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

*GarakhinS@yandex.ru

Описывается рефлектометр для прецизионных измерений спектральных и угловых зависимостей коэффициентов отражения и пропускания оптических элементов в диапазоне длин волн 4-50 нм. Для монохроматизации излучения используется высоко-разрешающий спектрометр Черни-Тюрнера с плоской дифракционной решеткой и двумя сферическими коллимирующими зеркалами. Источником рентгеновского излучения является высокоионизованная плазма, генерируемая при взаимодействии мощного лазерного пучка (плотность мощности 10^{11} - 10^{12} Вт/см²) на твердотельную или газовую мишень. Показаны возможности прибора по снятию угловых спектральных характеристик многослойных рентгеновских зеркал и фильтров.

Оптическая схема. Области применения

Для совершенствования технологии изготовления элементов рентгенооптики необходимы данные измерений рентгенооптических свойств приготовленных образцов на рабочих длинах волн. Однако ориентация только на синхротроны сильно ограничивает возможности исследователей. В частности, свойства тонких пленок и наноструктур могут сильно измениться в процессе транспортировки, а при разработке экспериментальных методов и технологий требуется оперативная информация о физических свойствах созданного объекта. Рентгенооптическая схема рефлектометра, взятая за основу из [1], приведена на рисунке 1.

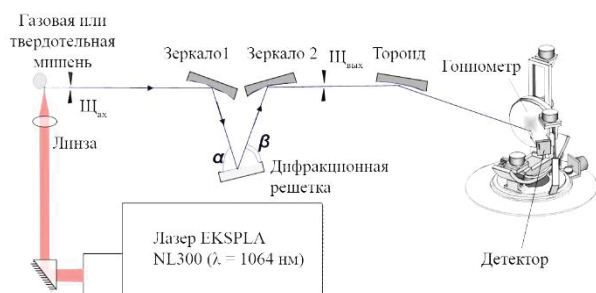


Рис. 1. Рентгенооптическая схема рефлектометра

Основными элементами прибора являются лазерно-плазменный источник мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения, спектрометр-монохроматор, обеспечивающий необходимый уровень монохроматизации и геометрические размеры зондового пучка на исследуемом образце, закрепленном на гониометре [2,3].

Принцип работы прибора заключается в следующем. Излучение лазера, работающего в режиме модулированной добротности (рабочая длина волны 1064 нм, частота следования импульсов 10 Гц,) с помощью короткофокусной линзы фокусируется на мишени в пятно, диаметром около 100 мкм. Излучение из образовавшегося плазменного факела падает на входную щель спектрометра-монохроматора $Ш_{вх}$. Входная $Ш_{вх}$ и выходная $Ш_{вых}$ щели располагаются в меридиональных фокусах зеркал 1 и 2 соответственно. Вышедший из щели расходящийся пучок излучения зеркалом 1 преобразуется в параллельный, падающий под углом α на плоскую дифракционную решетку. Дифрагированные параллельные монохроматические пучки падают на зеркало 2 и фокусируются в его фокальной плоскости. Дифрагированный под углом β пучок фокусируется на выходной щели $Ш_{вых}$.

Сканирование по спектру осуществляется поворотом решетки, в соответствии с уравнением дифракционной решетки.

Монохроматический зондовый пучок падает на тороидальное зеркало, предназначенное для формирования зондового пучка заданного размера на исследуемом образце.

Снятие угловых и спектральных зависимостей коэффициента отражения

В настоящее время рефлектометр используется для измерений коэффициентов отражения и прохождения элементов многослойной оптики. Для перекрытия диапазона 4 – 60 нм используются две модифицированные голографические дифракционные ре-

шетки: 900 и 300 штрихов/мм (разрешение 0,06 и 0,03 нм соответственно). Калибровка осуществлялась по краям поглощения свободновисящих фильтров Be, Al, MoZrSi₂, MoSi₂ и ZrSi.

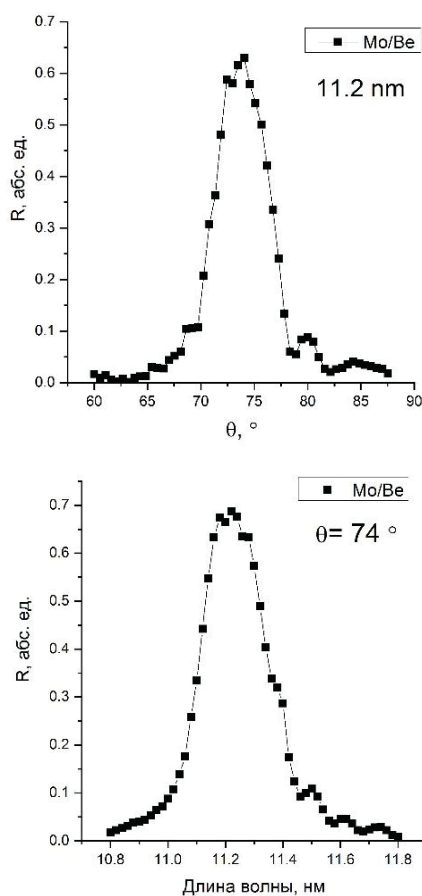


Рис. 2. Демонстрация возможностей рефлектометра для снятия угловых и спектральных зависимостей периодических многослойных рентгеновских зеркал на примере структур Mo/Be

На рисунке 2 приведены кривые отражения для периодических структур Mo/Be в зависимости от угла и длины волны. Рефлектометр оснащен гониометром, позволяющим снимать спектральные зависимости для углов, не превышающими 89° . Размер зондового пучка на образце измерялся ножевым методом и составил $0,29 \times 0,16$ мм. Регистрации рентгеновского излучения производится с помощью детектора, состоящего из внешнего CsI фотокатода и двух микроканальных пластин. Вес детали может достигать 10 кг [4].

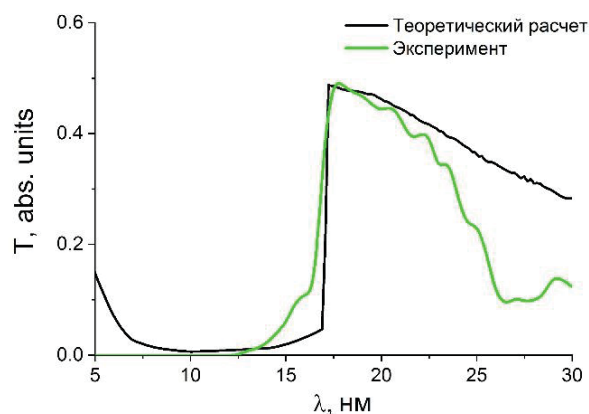


Рис. 3. Демонстрация возможностей рефлектометра по измерению коэффициента пропускания свободновисящих рентгеновских фильтров на примере фильтра Al

На рисунке 3 представлены возможности рефлектометра по исследованию коэффициента пропускания свободновисящих пленочных фильтров. В данном случае приведен T для фильтра Al, наблюдается удовлетворительное совпадение с расчетными параметрами. Также проводилось исследование спектров K γ и Xe как газа, используемого в источниках для литографии [5]

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №17-12-01227 и РФФИ 18-32-00671, 18-32-00173, 17-52-150006, 18-02-00173, 19-02-00081.

Литература

1. С.Ю. Зуев, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков // Поверхность. 7, 77 (2015)
2. S.S. Andreev, A.D. Akhsakhalyan, M.S. Bibishkin // Central European Journal of Physics, 1, 191 (2003)
3. M.S. Bibishkin, D.P. Chekhonadskih, N.I. Chkhalo *et al.* // SPIE, 5401, 8 (2004)
4. N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko, P.A. Yunina, S.Y. Zuev // Thin Solid Films, 598, 156 (2016)
5. N.I. Chkhalo, S.A. Garakhin, A.Ya. Lopatin *et al.* // AIP Advances 8, 105003 (2018)

Оптимизация состава, синтез и аттестация аперидических многослойных зеркал

С.А. Гарахин *, В.Н. Полковников, М.В. Свечников, М.М. Барышева

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*GarakhinS@yandex.ru

Рассматривается возможность синтеза аперидических Mo/Si зеркал как стека последовательно напыленных периодических структур. Показано, что данный подход позволяет эффективно решать обратную задачу и осуществлять последующую корректировку толщин слоев для лучшего соответствия рассчитанному профилю коэффициента отражения.

Введение

Аперидические многослойные зеркала (АМЗ), которые состоят из очень тонких чередующихся слоев материалов с разной диэлектрической проницаемостью, имеют более высокую интегральную отражательную способность, чем их периодические аналоги (ПМЗ), имеющие коэффициент отражения резонансного типа, определяемый уравнением Вульфа-Брегга, т.е. $2d\sin\theta = m\lambda$, где d — период структуры, θ — скользкий угол по отношению к зеркалу, m — порядок дифракции и λ — длина волны. АМЗ широко используются в научных исследованиях: в солнечной астрономии, где являются рабочим элементом спектрогелиографов [1], в спектроскопии лабораторной плазмы [2] — где, благодаря высокому интегральному и равномерно распределенному по спектру коэффициенту отражения, позволяют собрать на порядок больше информации от исследуемого объекта, актуальны как элементы для транспортировки, коллимации и фокусировки аттосекундных импульсов электромагнитного излучения [3]. Однако, инжиниринг АМЗ — сложная многопараметрическая задача, требующая применения оптимизационных методов. Для соблюдения достаточной точности нужно на самом первом этапе оптимизации задавать реальные параметры моделируемых структур: учитывать случайный разброс толщин при напылении, шероховатость и отличие плотности материалов от табличных значений [4]. Следует также помнить о необходимости решения обратной задачи для успешной корректировки толщин слоев аперидического зеркала, чтобы добиться лучшего соответствия с рассчитанной кривой отражения. В таком ключе стандартный подход к АМЗ как к структуре, априори не имеющей периодичности и зачастую состоящей из N слоев, каждый из которых имеет различную толщину, не эффективен. Фактически,

чтобы в таком случае корректно напылить N различных толщин, необходимо провести порядка N разных калибровок, что выливается в неприемлемые временные и финансовые затраты. Дополнительно возникает проблема неидеального сохранения условий напыления и повторения результатов эксперимента из-за длительной процедуры калибровки. Что касается решения обратной задачи, то в случае классического АМЗ она практически нерешаема из-за большого числа параметров и неоднозначности полученного решения. Другой подход состоит в возможности представления аперидической структуры как набора некоторого количества периодических структур, что позволяет обойтись всего несколькими предварительными напылениями и дает возможность осуществлять корректировку.

Синтез и аттестация АМЗ, рассчитанных по «стек-рецепту»

Образцы изготавливались методом магнетронного распыления в атмосфере аргона при давлении $1 \cdot 10^{-3}$ тор. В качестве подложек использовались кремниевые пластины для микроэлектронной промышленности с эффективной шероховатостью 0,3 нм. Изготовленные широкополосные зеркала аттестовались по отражению на разработанном рефлектометре [5], в котором для монохроматизации излучения используется высокоразрешающий спектрометр Черни-Тюрнера с плоской дифракционной решеткой и двумя сферическими коллимирующими зеркалами. Источником рентгеновского излучения является высокоионизованная плазма, генерируемая при взаимодействии мощного лазерного пучка (плотность мощности $10^{11} - 10^{12}$ Вт/см²) на твердотельную мишень. Сканирование по спектру осуществляется поворотом дифракционной решетки. Кроме того, для изучения строения многослойных

зеркал применялся метод малоугловой дифракции рентгеновских лучей. Измерения проводились в диапазоне углов падения излучения на образец $\theta = 0 - 5^\circ$ с использованием четырехкристального высокоразрешающего дифрактометра PANalytical X'Pert Pro на длине волны 0,154 нм. Результат решения обратной задачи по рентгенооптическим данным с использованием авторской программы «Multifitting» [6] показан на рисунке 1.

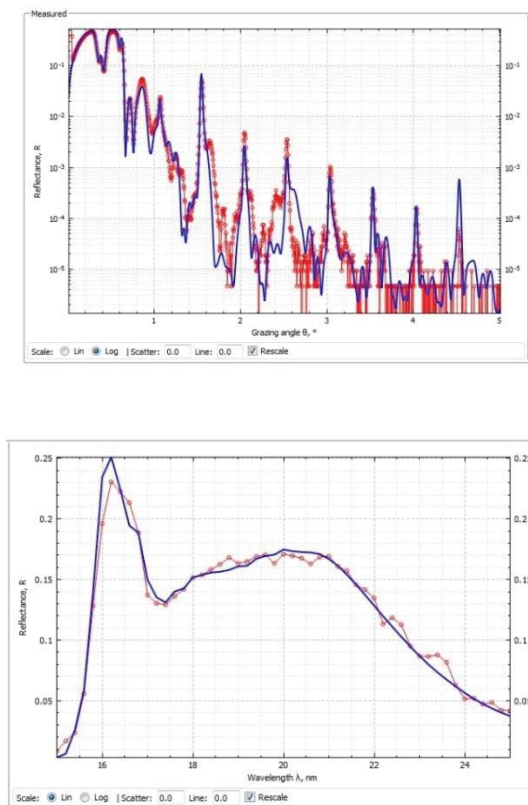


Рис. 1. Пример решения обратной задачи для аperiodической структуры Mo/Si, предназначенного для спектрогелиографа «Кортес». Красные кривые — эксперимент, синие — результат решения обратной задачи

Было выявлено отклонение толщин зеркала от расчетных. Внесенные корректировки позволили за три итерации добиться «плато» в области 17 – 21 нм. Для стековых структур, состоящих из трех напыленных друг на друга периодических зеркал с разными параметрами, удается достичь равномерного отражения на уровне 16 % при хорошей воспроизводимости результата. Также стековое зеркало оказывается намного более выигрышным с точки зрения скорости изготовления и аттестации, что в конечном итоге, позволяет проводить грамотную коррекцию процесса напыления и за небольшое

число итераций достигать расчетных параметров структуры.

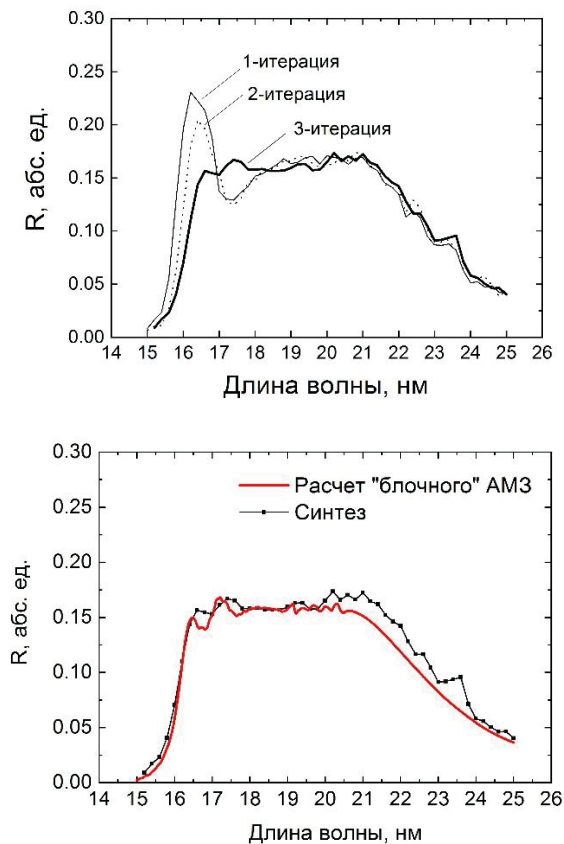


Рис. 2. Результат корректировки структуры аperiodического зеркала Mo/Si для получения «плато» в рабочем диапазоне 17 – 21 нм (сверху) и сравнение кривой отражения синтезированной структуры с расчетом (внизу)

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18 – 32 – 00671 и 18 – 32 – 00173.

Литература

1. V. Shestov, S. Ulyanov, E. Vishnyakov // SPIE, 9144, 91443G1 (2002)
2. S. Yulin // SPIE, 4782, 196-203 (2002)
3. Е.А. Вишняков, Ф.Ф. Каменец, В.В. Кондратенко // Квант. Электрон., 42, 2 (2012)
4. С.А. Гарахин, Е.Н. Мельчаков, В.Н. Полковников *et al.* // Квант. Электрон., 47, 4 (2017)
5. С.А. Гарахин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев *et al.* // Квант. Электрон., 47, 4 (2017)
6. M. Svechnikov, D. Pariev, A. Nechay *et al.* // J. Appl. Cryst., 50, 1428 (2017)

Решетки для ‘нежного’ рентгеновского излучения: коническая vs классическая схема дифракции

Л.И. Горай^{1,2,3,*}, W. Jark⁴, D. Eichert⁴

¹ Академический университет, ул. Хлопина, д. 8, кор. 3, лит. ‘А’, Санкт-Петербург, 194021.

² Университет ИТМО, Кронверкский пр., д. 49, Санкт-Петербург, 197101.

³ Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр., д. 26, Санкт-Петербург, 190103.

⁴ Elettra – Sincrotrone Trieste S.c.p.A., S.S. 14 km 163.5 in Area Science Park, I-34149 Basovizza (TS), Italy.

*lig@pcgrate.com

The influence of groove spacing and profile shape of lamellar and blaze Au tender-X-ray gratings on the efficiency in grazing-incidence classical and conical diffraction has been determined. The rigorous numerical model results were compared with the scalar model predictions. High diffraction efficiency of ± 1 orders (~ 0.35) can be reached for lamellar off-plane gratings at 1.54 Å.

Введение

Когда отражающие решетки работают в скользящей схеме (конической) дифракции вне плоскости падения, т.е. траектория падающего луча параллельна канавкам решетки, дифракция может быть более эффективной, чем в плоскостной (классической) схеме, когда излучение диспергировано в плоскости, перпендикулярной штрихам. В классической конфигурации канавки перпендикулярны падающему излучению, и, следовательно, эффект значительного уменьшения дифракционной эффективности e из-за затенения будет наблюдаться при скользящих углах. Недавно было показано, что ламельная решетка может обеспечивать симметричную и высокую e в конической дифракции для фотонов с большими энергиями порядка 4 и 6 кэВ [1]. Для энергий фотонов в ‘нежном’ (tender) рентгеновском диапазоне (от 2 до 8 кэВ [2]) практически недоступны численные методы для расчета e решеток с различными покрытиями и реалистическими профилями штрихов. Многообещающий результаты, полученные для этого спектрального диапазона требуют разработки инструментов моделирования оптических приборов с целью обеспечения высокой e в заданном спектральном диапазоне, например, при исследовании слабых источников в космосе.

Нами будет показано, что скалярные вычисления [3] не подходят для решения данной задачи, а предлагаемые расчеты, основанные на строгом методе граничных интегральных уравнений, реализованном в коде PCGrate® [4], могут обеспечить точности, которые хорошо согласуются с измеряемой e .

Согласование достигается путем моделирования точного профиля штрихов и использования подходящих значений показателей преломления. Это работает для обеих конфигурационных установок, т.е. для классической и конической дифракции. Несмотря на то, что штрихи исследуемой решетки имели значительную шероховатость, расчеты и измерения показали, что решетка обеспечивает в конической дифракции $> 75\%$ достижимой e , которая на 2 порядка выше, чем в классической дифракции. Это является обнадеживающим результатом для оптимизации решеток, которые будут использоваться в нежном рентгеновском диапазоне.

Ограничения дифракционной эффективности

Применим уравнение решетки в общем виде

$$-m \lambda / \sin \gamma = d (\cos \theta - \cos \varphi), \quad (1)$$

где m — порядок дифракции, λ — длина волны, d — период, θ и φ — полярные углы скольжения, а γ — азимутальный угол скольжения. Учтем, что критический угол скольжения $\theta_c = a \lambda$, $a \approx 0.064 \text{ nm}^{-1}$ для Au. В силу малости углов (1) записывается для классической схемы дифракции в виде

$$-2m \lambda / d \approx \theta^2 - \varphi^2 \approx (\theta - \varphi) (\theta + \varphi). \quad (2)$$

Используя теорему взаимности и условия работы вблизи θ_c , находим: $(\theta + \varphi) < 2\theta_c$ для решетки с блеском и $(\theta + \varphi) < \theta_c$ — для ламельной решетки; $(\theta - \varphi) < \theta_c$ для обоих типов профилей. Для конической установки $\theta = 90^\circ$ для симметричных профилей или $\theta \sim 90$ для треугольных профилей; $\cos \varphi \sim 1$

для высокочастотных решеток при скольжении в 1-ом порядке. Из (1) получается:

$$m \lambda / \gamma \approx d. \quad (3)$$

Учтя связь θ_c с λ , найдем для классической схемы

$$d_{\min, \text{lam}} > 2|m| / (a^2 \lambda); d_{\min, \text{tri}} > |m| / (a^2 \lambda). \quad (4)$$

Аналогично, находим для конической дифракции:

$$d_{\min, \text{lam, tri}} > |m| / a. \quad (5)$$

Следовательно, в классической схеме для эффективной дифракции в 1-й порядок фотонов с энергией $E = 8$ кэВ требуются Au решетки с $d_{\min, \text{lam}} > 3250$ нм и $d_{\min, \text{tri}} > 1625$ нм. Для $E = 2$ кэВ это ~ 812 нм и ~ 406 нм, соответственно. Напротив, для конической схемы $d_{\min, \text{lam, tri}} > 15.6$ нм при любой λ , т.е. выбор практически не ограничен.

Скалярный режим работы решеток для нежного рентгена характеризуется отсутствием поляризационных эффектов и аномалий, а e определяется из универсальных кривых, построенных для различных профилей штрихов [5]. Эти кривые являются функцией отношения h / d и не зависят от глубины канавки h , d и материала покрытия. Наблюдаемые изменения e от d , h , особенно для высокочастотных решеток, отличаются от этого предсказания, что говорит о том, что приведенные оценки d_{\min} , как и максимально достижимые e , должны проверяться с помощью строгой электромагнитной теории.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлена сосчитанная $e(-1)$ ламельной Au-решетки, оптимизированная для классической схемы дифракции на $\lambda = 0.154$ нм, в зависимости от θ для различных d и отношения

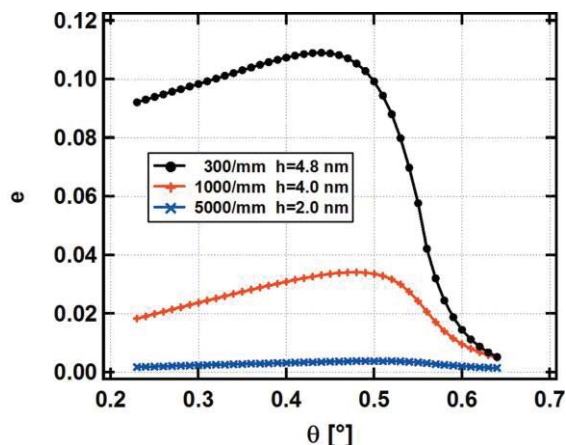


Рис. 1. Строго-рассчитанная $e(-1)$ ламельных Au-решеток, оптимизированная на $\lambda = 0.154$ нм, в зависимости от угла скольжения в классической схеме

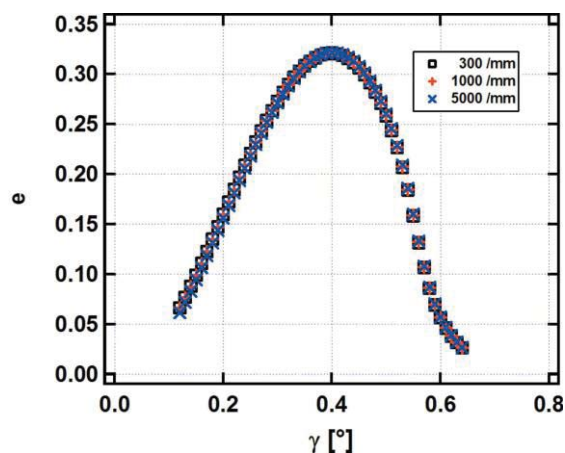


Рис. 2. Строго-рассчитанная эффективность ламельных Au-решеток, оптимизированная на $\lambda = 0.154$ нм, в зависимости от угла скольжения в конической схеме

ширины выступа к ширине канавки 4/5. Оптимальная глубина h_{opt} подбиралась численно. На рис. 2 представлены аналогичные рис. 1 расчеты $e(\pm 1)$ симметричных ламельных Au-решеток, оптимизированной для конической схемы на $\lambda = 0.154$ нм, в зависимости от γ и d для $h_{\text{opt}} = 5$ нм.

Как видно из рис. 1, максимум $e(-1)$, $e_{\max}(-1)$, в ~ 9 раза выше для решетки 1000/мм в сравнение с 5000/мм, а не в 5 раз, как предсказывает скалярная теория. Численная h_{opt} , отличается от скалярной на 20–30%. Для конической дифракции (рис. 2) кривые $e(\pm 1)$ практически одинаковы для разных d , а скалярная h_{opt} совпадает с найденной численно, что объясняет (5). $e_{\max}(\pm 1)$ в этой схеме в ~ 3 раза выше, чем $e_{\max}(-1)$ в классической установке для решетки 300/мм. Для меньших γ $e_{\max}(\pm 1)$ растет, приближаясь к теоретического пределу ~ 0.4 .

Литература

1. L. Goray, W. Jark, D. Eichert // J. Syn. Rad., V. 25, 1683 (2018).
2. D Attwood, *Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications*, Ch. 8. (Cambridge, University Press, 1999).
3. M. Born & E. Wolf, *Principles of Optics*, Ch. 8.6. (New York: Macmillan, 1980).
4. I. I. G., Inc. [Электронный ресурс]: офиц. сайт. Staten Island, 1999. URL: <http://www.pcgrate.com> (дата обращения: 22.01.2019).
5. D. Maystre, & R. Petit // Nouv. Rev. Opt., V. 7, 165 (1976).

Осциллирующий образец для эксперимента по изучению закона дисперсии в веществе, движущимся с экстремальным ускорением

С.В. Горюнов^{1*}, Г.В. Кулин¹, Д.В. Рошупкин², Д.В. Иржак², А.И. Франк¹

¹ Объединенный Институт Ядерных Исследований, ул. Жолио Кюри, 6, Дубна, 141980.

² Институт Проблем Технологии Микроэлектроники и Особочистых Материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432

*goryunov@jinr.ru

Для эксперимента по проверка потенциального закона дисперсии нейтрона в ускоряющемся веществе необходим образец, движущийся с очень большим ускорением и удовлетворяющий определенным требованиям. Настоящая работа посвящена исследованиям, направленным на создание такого образца. В работе представляются результаты расчетов и измерений осцилляции поверхности пьезоэлементов, которые предполагается использовать в эксперименте. Измерения проводились с помощью лазерного виброметра. Расчеты велись среде Comsol Multiphysics с использованием ресурсов гетерогенного кластера HybridLIT ОИЯИ.

Введение

В эксперименте по изучению взаимодействия нейтронной волны с веществом, движущимся с экстремальным ускорением, предполагается использовать осциллирующий образец [1,2]. Он представляет из себя пьезоэлемент, на поверхность которого нанесена многослойная структура, функционально являющаяся нейтронным интерференционным фильтром (НИФ) [3,4]. В планируемом эксперименте ультрахолодные нейтроны (УХН) должны проходить через систему из двух фильтров. Один из них будет служить монохроматором, а второй, нанесенный на пьезоэлемент, должен осциллировать в пространстве с частотой несколько МГц. Предполагается измерять зависимость пропускания осциллирующего фильтра от времени.

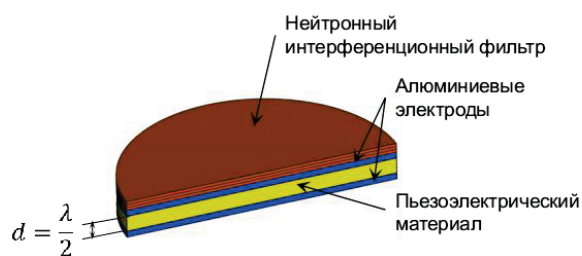


Рис. 1. Осциллирующий образец

Внутри пьезоэлемента, служащего драйвером, возбуждается продольная акустическая волна (ОАВ). Максимальные амплитуды осцилляции поверхности пьезоэлемента возникают, когда толщина пьезоэлемента равна половине длины ОАВ. Ускорение поверхности такого образца может достигать

величины порядка $10^5 g$ на частотах ультразвукового диапазона. По условиям эксперимента, поверхность образца должна колебаться без существенного искажения формы, что представляет серьезную техническую проблему.

Исследование формы осциллирующей поверхности пьезоэлемента

Для измерения формы поверхности пьезоэлемента при его колебании был построен сканирующий лазерный виброметр. В его состав входят следующие основные элементы:

- Лазерный интерферометр;
- Двухкоординатный стол;
- Генератор сигнала;
- Усилитель мощности.

Виброметр позволяет измерять закон движения точки поверхности вдоль пучка интерферометра. Измерения синхронизированы с управляющим генератором. Проведя измерения для достаточно плотной сетки точек поверхности можно установить характер движения поверхности в целом.

Исследование кварцевого пьезоэлемента на основе X-среза

С помощью лазерного виброметра были проведены измерения колебаний поверхности кварцевого пьезоэлемента. Выбор кварца был обусловлен тем,

обстоятельством, что кварц является едва ли не единственным пьезоэлектрическим материалом, достаточно прозрачным для УХН в субмиллиметровых толщинах. При этом предполагалось, что в эксперименте будут регистрироваться УХН, прошедшие как через НИФ, так и через кварцевый драйвер.

Пьезоэлемент имел форму диска толщиной 0,2 и диаметром 38мм. Электрическое поле было направлено вдоль X оси кварца. Предполагалось, что в этих условия должна возбуждалась преимущественно продольная мода колебаний. Резонансная частота составляла 2,1 МГц. Измеренный профиль поверхности в одной из фаз движения представлен на рисунке 2.

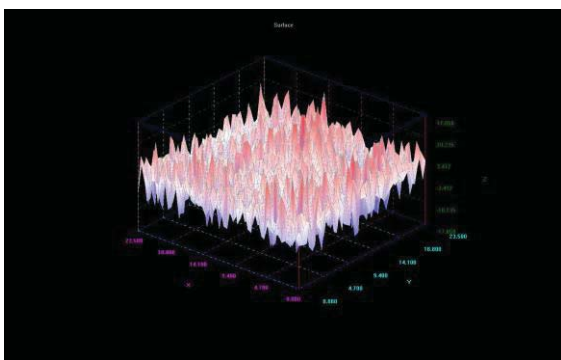


Рис. 2. Профиль поверхности кварцевого пьезоэлемента, осциллирующего на частоте 2,1 МГц

Из Рис. 2 видно, что движение поверхности элемента сильно отличается от плоскопараллельного. По-видимому, это связано с сильно анизотропными пьезоэлектрическими свойствами кварца. Очевидно, что такой вибратор не удовлетворяет поставленной задаче.

Пьезокерамический драйвер для осциллирующего образца

Невозможность использования кварца заставил нас отказаться от схемы опыта с прозрачным для УХН драйвером. Хотя полной уверенности в реализуемости альтернативной постановки эксперимента все еще нет, было решено выяснить возможность использования поликристаллического керамического элемента.

Были выполнены расчеты деформации поверхности пьезокерамических PZT элементов в форме диска толщиной 3мм и диаметром 50мм. Расчеты велись в среде Comsol Multiphysics. Они подтвердили возможность достижения плоскопараллельного движения для достаточно большой области поверхности диска при условии правильного выбора формы боковой грани диска (см. рис. 3).

На следующем этапе работы планируется изготовление образцов пьезокерамических элементов специальной формы и исследование их свойств с помощью лазерного виброметра.

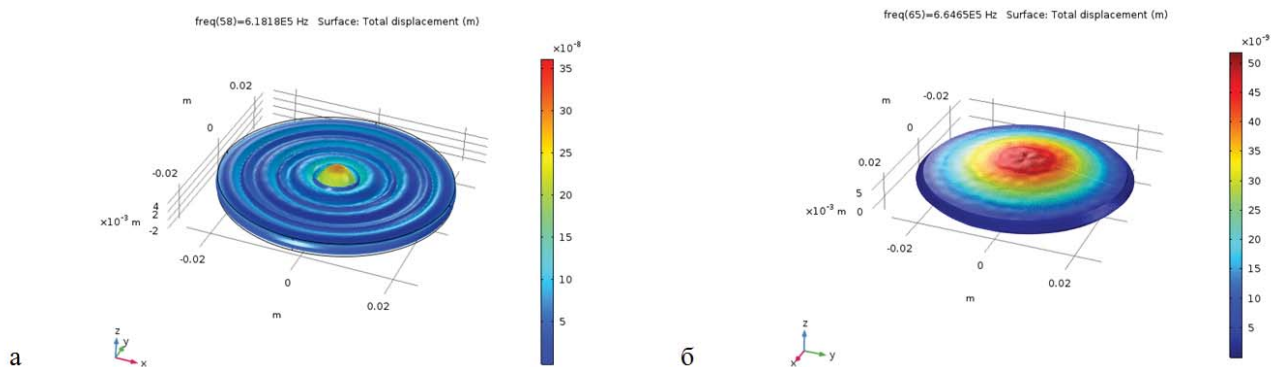


Рис. 3. Расчетные топограммы для дисков толщиной 3мм и диаметром 50мм. Осцилляции поверхности диска на частоте 663кГц а -- диск без фасок, б -- диск с фасками

Литература

1. A.I. Frank, D.V. Kustov, G.V. Kulin et al., // JOP: Conf. Series 746, (2016).
2. Frank A.I., // JETP Lett., 613, (2014).
3. Seregin A.A. // JETP V. 73. P. 1634. (1977).
4. И.В. Бондаренко, В.И. Бондарчук, С.Н. Балашов и др., // ЯФ. 62, 775. (1999).

Влияние формы пьезоэлектрического изгибного модуля на профиль поверхности закрепленном на нем отражающего элемента

В.В. Грибко^{2*}, В.Н. Трушин¹, А.С. Маркелов¹, Е.В. Чупрунов²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*gribkovladimir@icloud.ru

Приводится численный расчет и экспериментальные данные по изменению профиля и радиуса кривизны поверхности монокристаллической пластины SiO₂ в составе изгибного модуля. Показана возможность получения параболических и профилей поверхностей отражающих элементов путем подбора форм оснований составных частей изгибных модулей с возможностью корректировки их радиуса кривизны в пределах от ∞ до 1 м.

Введение

В последние годы были приложены большие усилия для разработки и производства рентгенооптических элементов с высокой разрешающей способностью, как в области рентгеновской астрономии [1-4], так и в наземных объектах таких, как синхротроны и рентгеновские лазеры на свободных электронах.

В связи с задачей повышения точности контроля оптических поверхностей популярность набирают адаптивные рентгенооптические элементы [1-3], управляемые с помощью механических или пьезоэлектрических приводов.

В данной работе исследуется влияние форм составных частей изгибных модулей, приведены расчетные и экспериментальные данные по влиянию электрического поля, приложенного к пьезоэлектрическому биморфу, на кривизну и профиль поверхности монокристаллической пластины SiO₂(011).

Расчетная часть

При расчете изменений профиля и радиуса кривизны поверхности монокристаллической пластины SiO₂ в составе изгибного модуля решались определяющие уравнения пьезоэлектричества, совместно с уравнением упругого равновесия.

В качестве модельных образцов были выбраны изгибные модули, представляющего собой многослойные структуры, состоящие из основания – пьезоэлектрического биморфа с пьезокерамикой PZT-

5Н, заключенной между алюминиевыми электродами; слоя клея (парафина) и пластины SiO₂(011). Исследуемые изгибные модули имели прямоугольную и трапециевидную формы. Все составные части изгибного модуля имели исходную нулевую кривизну. Модельный образец жестко фиксировался с двух противоположных сторон. На средний электрод подавался потенциал +V, нижний и верхний электроды имели нулевой потенциал. Указанные профили строились по смещению ΔZ точек поверхности исходного профиля пластины SiO₂ вдоль координаты X, проходящей через середину образца.

Проведенные расчеты показали, что в случае использования изгибных модулей составные части которых имели прямоугольную и трапециевидную формы профиль поверхности пластины SiO₂ при приложении напряжения приобретает параболический профиль с возможным изменением радиуса кривизны от ∞ до 1 м с при приложении электрического поля напряженностью до 104 В/мм.

Экспериментальная часть

Экспериментально исследуется влияние напряжения приложенного к подложке на профиль и радиус кривизны поверхности пластины SiO₂(011) в составе изгибного модуля на образцах имеющих прямоугольную и трапециевидную формы основания.

Сечение профиля поверхности определяли по смещению центра тяжести серии кривых качания SiO₂(011), полученных при последовательном перемещении области засветки по поверхности пластины.

Образцы, параметры которых соответствовали параметрам расчетных образцов, крепились консольно, трапециевидный образец крепился со стороны большего основания. На рис. 1 сплошными линиями показаны экспериментально полученные данные изменения сечений исходного профиля поверхности пластины SiO₂, для трапециевидного (1) и прямоугольного (2) образцов в случае их консольного крепления, при приложении к биморфу электрического поля $E = 104$ В/мм. Расчетные данные для соответствующих образцов обозначены штриховыми линиями.

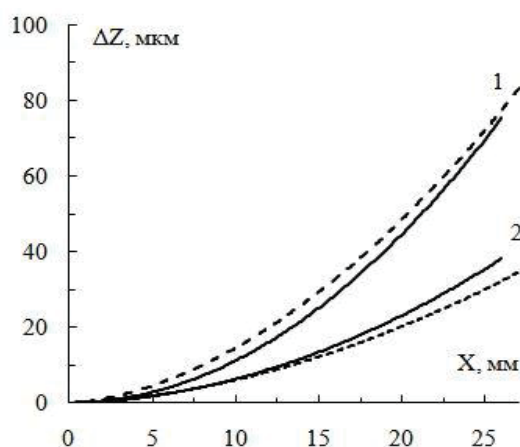


Рис. 1. Профили поверхности пластины SiO₂, полученные для трапециевидного (1) и прямоугольного (2) образцов в случае их консольного крепления, при приложении к биморфу электрического поля $E = 104$ В/мм

Расчет локального радиуса кривизны проводился в вершине параболы по формуле [5]:

$$R = \frac{(1 + y'^2)^{3/2}}{|y''|} \quad (\Phi 2)$$

где y – аппроксимирующая функция полученных сечений, y' и y'' ее производные первого и второго порядка соответственно. Расчетные и экспериментальные данные параметров сечений поверхности пластины SiO₂, изгибных модулей прямоугольной и трапециевидной форм приведены в таблице 1.

Таблица 1. Расчетные и экспериментальные данные параметров сечений поверхности пластины SiO₂, изгибных модулей прямоугольной и трапециевидной форм.

Форма изгибного модуля	Эксперимент		Расчет	
	R_m , м	F , м	R_m , м	F , м
Прямоугольная	8.63	10.6	8.5	10.8
Трапециевидная	6.42	10.12	6.16	9.89

Выводы

На основе изгибных модулей прямоугольного и трапециевидного форм, активными элементами в которых служил пьезоэлектрический биморф из пьезокерамики PZT, показана возможность управления кривизной профилей поверхности рентгенооптических элементов, что может быть использовано для коллимации рентгеновских пучков. Не полное соответствие экспериментальных и расчетных данных (см. рис.1) можно объяснить неоднородностью толщины слоя клея при наклеивании пластины SiO₂ на биморф. Отличие может быть также связано с неточным соответствием положений линий на исследуемых образцах, вдоль которых проходила съемка кривых качаний, и линий вдоль которых проводился расчет по смещению ΔZ точек поверхности образца.

Показано, что на форму и кривизну профиля поверхности рентгенооптических элементов в составе изгибных модулей кроме толщин слоев и величины пьезомодуля d_{31} , оказывает влияние форма слоев изгибного модуля (см. табл.1), а так же способ его крепления. В частности по результатам моделирования, показано, что при использовании изгибных модулей прямоугольной и трапециевидной форм можно получить параболические профили с радиусами кривизны от ∞ до 1 м и фокусами до 0.95 м при приложении электрического поля напряженностью $E = 261$ В/мм. Минимальный радиус кривизны пластины достигается в случае консольного крепления.

Литература

1. Carolyn Atkins // Proc. of SPIE. 2008. Vol. 6721. 67210T-2.
2. Weisskopf M.C.//Adv. Space Res. 2003. Vol. 32. No. 10. pp 2005-2011.
3. Jansen F. et al. // A&A. 2001. L1-L6. 365.
4. Windhorst R.A. et al. // New Astronomy Reviews. 2006. 50. 121-126.
5. Погорелов А.В. Дифференциальная геометрия. М.1974.176.

Применение мембран из одностенных углеродных нанотрубок в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне

В.М. Губарев^{1,*}, В.Ю. Яковлев², М.Г. Сертсу³, О.Ф. Якушев⁴, В.М. Кривцун⁵,
В.В. Медведев^{5,1}, Ю.Г. Гладуш², Ф. Шеферс³, А.Г. Насибулин²

1 Московский физико-технический институт, Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, 141701.

2 Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, д. 3, Москва, 121205.

3 Гельмгольцкий Берлинский центр (BESSY-II), ул. Альберта Эйнштейна, д. 15, Берлин, D-12489.

4 Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-кт, д.53, Москва, 119333.

5 Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая, д. 5, Троицк, 108840.

*gubarev@phystech.edu

В данной работе рассматривается возможность применения тонкопленочных структур из одностенных углеродных нанотрубок (SWCNT) в качестве конструктивных элементов в коротковолновой оптике. Образцы для испытаний были изготовлены с использованием метода аэрозольного химического осаждения из газовой фазы (CVD). Для регистрации спектров пропускания образцов в интересующем спектральном диапазоне использовалось синхротронное излучение. Измеренный коэффициент пропускания превышает $T > 75\%$ для длин волн, меньших 20 нм для пленки толщиной $d = 40$ нм. Для рабочей длины волны ультрафиолетовой литографии $\lambda = 13.5$ нм коэффициент пропускания составляет $T = 88\%$. Измеренная кривая напряжения и деформации для тестовых образцов показывает, что пленки на основе SWCNT имеют довольно высокую пластичность, в отличие от хрупких пленок, изготовленных из обычных материалов.

Введение

В данной работе исследуются перспективы применения тонких пленок толщиной $d = 40$ нм на основе углеродных одностенных нанотрубок (SWCNT) в коротковолновой оптике. Примером применения тонких пленок может служить EUV литография, где пленка помещается перед маской для предотвращения её загрязнения [1]. Данное применение требует от защитного покрытия высокого значения коэффициента пропускания в коротковолновой области и способности сохранять упругие свойства в широком диапазоне нагрузок. SWCNT пленки изготавливаются аэрозольным методом химического осаждения (CVD). SWCNT пленки обладают уникальными механическими и оптическими свойствами: 1) к ним неприменимо понятие хрупкости, 2) структура пленок позволяет задерживать частицы с латеральными размерами ~ 5 мкм, 3) относительно низкие сечения поглощения атомов углерода на коротких длинах волн позволяют достичь высокого значения коэффициента пропускания. Описанные свойства SWCNT пленок делают их привлекательными для использования в коротковолновой оптике, например, в качестве защитных мембран в EUV литографии.

Оптические свойства

Измерения спектра пропускания образцов проводились с использованием s-поляризованного синхротронного излучения на установке BESSY-II [2]. Измеренный спектр пропускания сравнивался с модельными расчетами с использованием формулы 1:

$$T = \left| \frac{4\pi n \exp(2\pi n d / \lambda)}{(1+n)^2 - (1-n)^2 \exp(2\pi n d / \lambda)} \right|^2 \quad (\text{Ф.1})$$

$$\text{где } n = 1 - \frac{r_0 \lambda^2}{2\pi} N_{at} (f_1 - i f_2).$$

В этом уравнении n - комплексный показатель преломления, d - толщина пленки, $f_1 - i f_2$ - коэффициент атомного рассеяния, N_{at} - атомная концентрация.

На Рисунке 1 показан экспериментально измеренный (сплошная фиолетовая линия) и теоретически рассчитанный (серая пунктирная линия) спектр пропускания SWCNT пленки толщиной $d = 40$ нм и $\rho = 1.43 \text{ г/см}^3$. В области длин волн $\lambda \approx 5 \text{ мкм}$ наблюдается уменьшение пропускания, связанного с К - фотопоглощением углерода. Для рабочей длины волны ультрафиолетовой литографии $\lambda = 13.5$ нм коэффициент пропускания составляет $T = 88\%$. Важным результатом является высокое значение

коэффициента пропускания $T > 80\%$ во всей коротковолновой области.

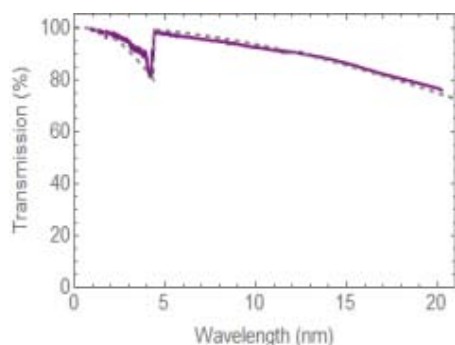


Рис. 1. Экспериментально измеренный (сплошная фиолетовая линия) и теоретически рассчитанный (пунктирная серая линия) спектр пропускания SWCNT пленки толщиной $d = 40$ нм.

Механические свойства

Для исследования механических свойств SWCNT пленки применялся “bulge” тест. На Рисунке 2 схематически показана экспериментальная установка. Под воздействием разницы давлений в камерах V_1 и V_2 пленка 3 прогибалась. По изменению положения отраженного лазерного луча 7 на экране 1 от прогнувшейся пленки вычислялось значение стрелки прогиба.

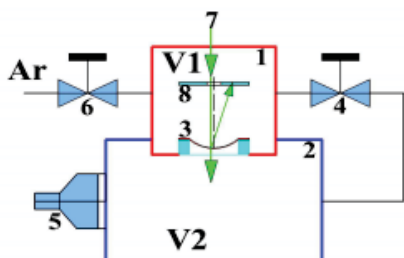


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для проведения “bulge” теста: свободно висящая SWCNT пленка деформируется под действием газового давления, отклоняя положение отраженного от ее поверхности лазерного пучка. Смещение лазерного пятна на экране 8 позволяет рассчитать кривизну пленки.

При малых деформациях форма искривленной пленки может быть аппроксимирована сферой радиуса R . Тогда относительное растяжение пленки можно вычислить согласно формуле:

$$\epsilon = \frac{2}{3a^2}(h^2 - h_0^2) \quad (\text{ф.2})$$

где a - радиус пленки, h - прогиб пленки, вызванный перепадом давления, h_0 - изначальное провисание пленки при $\Delta P \rightarrow 0^+ Pa$.

Возникающее при этом напряжение в пленке определяется в виде:

$$\sigma = \frac{\Delta P R}{2d} \quad (\text{ф.3})$$

Для упругих материалов Формулы 2 и 3 позволяют рассчитать значение биаксиального модуля Y согласно формуле:

$$\sigma = Y \epsilon \quad (\text{ф.4})$$

На Рисунке 3 показана экспериментально полученная зависимость σ от ϵ для SWCNT пленки толщиной $d = 40$ нм в диапазоне давлений $\Delta P = 0 - 100 Pa$. В области линейной деформации $\epsilon < 0.001$ значение биаксиального модуля SWCNT пленки, рассчитанного по Формуле 4, составляет $Y = 24.52 \pm 1.01 GPa$. Пластическая деформация происходит при давлении $\Delta P = 80 Pa$, что соответствует напряжению $\sigma = 0.052 GPa$. Дальнейшее повышение давления позволило определить давление, соответствующее прочности на разрыв $\Delta P = 5.2 kPa$.

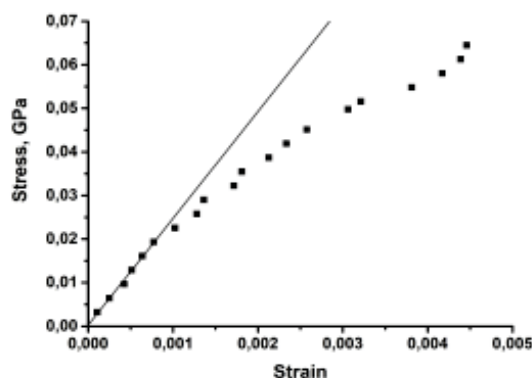


Рис. 3. Измеренная кривая напряжения-деформации для SWCNT пленки толщиной $d = 40$ нм. Сплошная черная линия соответствует фитированию данных в области линейной деформации с $Y = 24.52 \pm 1.01$ ГПа

Литература

1. Asbach C., Fissan H., Kim. J. H, Yook S.-J. and Pui D. Y. H., J. Nanoparticle Res. 8, 705 (2006).
2. Schäfers F., Bischoff P., Eggenstein F., Erko A., Gaupp A., Künstner S., Mast M., Schmidt J.-S., Senf F., Siewert F., Sokolov A., and Zeschke T., J. Synchrotron Radiat. 23, 67 (2016).

Разработка микрофокусных рентгеновских трубок с использованием кремниевых автоэмиссионных катодных узлов, изготовленных методами МЭМС-технологии

Н.А. Дюжев¹, Г.Д. Демин^{1,*}, Н.И. Чхало^{2,§}, Н.Н. Салащенко², Н.А. Филиппов¹, С.Ю. Коротков¹, П.Ю. Глаголев¹, М.А. Махиборода¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*demin@ntc-nmst.ru, §chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

В настоящей работе обсуждается возможность реализации микрофокусных рентгеновских трубок с использованием кремниевых автоэмиссионных катодных узлов (АКУ) на базе МЭМС технологии. Проведен технологический цикл разработки элементов матрицы кремниевых АКУ. Построена физико-математическая модель полевой эмиссии с наноразмерного полупроводникового катода с учётом его разогрева проникающим электрическим полем, на основе которой предложена схема управления матрицей АКУ. Рассчитан характерный размер электронного пятна на тонкопленочной прострельной мишени в зависимости от параметров АКУ, и проведена последующая оптимизация материалов рентгенопрозрачной мембраны. Полученные результаты могут быть использованы при создании литографических систем нового поколения.

Введение

В настоящее время в различных областях науки и техники остро ощущается необходимость в миниатюрных рентгеновских источниках с низким энергопотреблением, возможностью сканирования рентгеновским лучом и вариациями частоты излучения, а также малым временем подготовки к работе. Подобные источники рентгеновского излучения востребованы для целого спектра практических применений, таких как медицинская техника, оборудование для рентгенофлуоресцентного анализа, системы безопасности и противодействия терроризму. В практических приложениях очень привлекательно и перспективно использование в рентгеновских источниках автоэмиссионного катода в качестве альтернативы традиционному накальному эмиттеру. Прибор на основе холодного катода обеспечивает лучшее быстродействие, более широкий температурный диапазон и общую миниатюризацию. Однако в контексте рентгеновских источников, главным преимуществом наноразмерного автоэлектронного эмиттера является узкий электронный пучок, позволяющий при достаточной интенсивности получать малые фокусные пятна на мишени. В зависимости от конкретного применения, в качестве источника электронов может быть использован как одиночный автоэмиссионный катод, так и массив таких эмиттеров, позволяющий достичь высоких суммарных значений катодного тока [1].

Еще одним шагом к миниатюризации рентгеновского источника является использование прострельной мишени, совмещенной с выходным рентгеновским окном. Такая мишень конструктивно состоит из тонкопленочного металлического анода на кремниевой мембране, в котором под воздействием электронного пучка формируется рентгеновское излучение, и может быть реализована с использованием технологии микроэлектромеханических систем (МЭМС), что снижает себестоимость и повышает технологичность изготовления рентгеновских окон. Для задач рентгеновской литографии особенно привлекательной является идея создания массива микрофокусных рентгеновских трубок (МРТ) на основе матрицы автоэмиссионных катодных узлов, каждый из которых состоит из острейного кремниевого эмиттера, управляемого шиной сеточного электрода [2, 3]. Непосредственная практическая реализация такой концепции требует как серьезной технологической проработки конструкции матрицы АКУ на базе МЭМС технологии, так и электрической схемы управления по включению каждого элемента матрицы в качестве единичного пикселя для создания топологического рисунка. В данной работе описаны как теоретические, так и практические результаты, полученные нашей группой в направлении разработки микрофокусных рентгеновских трубок с применением МЭМС технологии формирования кремниевых АКУ.

Массив МРТ на основе матрицы АКУ

На рисунке 1 представлено схематическое изображение массива МРТ с применением матрицы из АКУ (МАК).

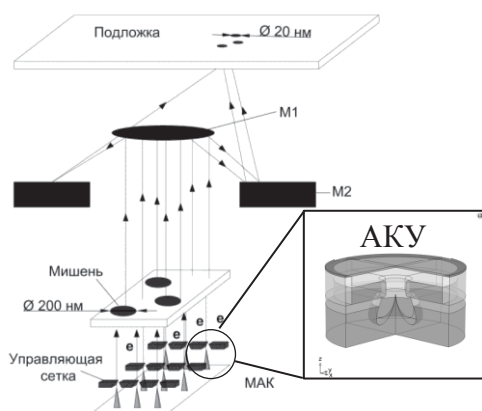


Рис. 1. Схематическое изображение массива МРТ на основе управляемой матрицы АКУ

Маршрут создания матрицы АКУ

На рисунке 2 приведены РЭМ фотографии полученных в результате технологических операций матрицы наноразмерных кремниевых острий с нанометровым радиусом скругления на вершине и АКУ на их основе с управляющей сеточной шиной.

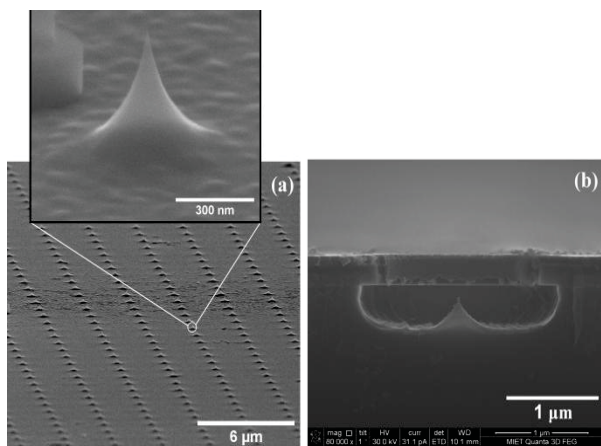


Рис. 2. РЭМ изображение (а) матрицы кремниевых автоэмиссионных катодов и (б) АКУ на их основе

Матрицы наноразмерных острийных автокатодов изготавливались следующим образом: легированные фосфором (КЭФ) кремниевые пластины с ориентацией (100) и диаметром 150 мм окислялись в кислороде с парами воды (толщина SiO_2 0.3 мкм), затем на них осаждался слой Si_3N_4 в качестве маски толщиной 0.1 мкм, после чего проводилась фотоли-

тография для формирования Т-образных столбиков в качестве заготовок для кремниевых нанострий. Профиль острия формировался с использованием плазмохимического травления в смеси SF_6 и O_2 с коэффициентом анизотропии 2.5. Процедура окисления катода проводилась в сухом кислороде, после чего SiO_2 стравливался вместе со слоем маски.

Схема управления матрицей АКУ

Была разработана схемотехническая и топологическая библиотеки элементов, необходимых для управления матрицей АКУ. Таблица 1 иллюстрирует схему переключения элемента i - j матрицы АКУ, где вариация напряжения на i -ой шине сеточного электрода с 0 до 15 В включает отдельный i - j элемент АКУ в составе матрицы при напряжении на j -ой катодной шине 30 В, в то время как на остальных катодных шинах напряжение равно -30 В.

Таблица 1. Схема переключения состояния элементов матрицы АКУ (при напряжении на мишени 2кВ).

Состояние i - j элемента матрицы АКУ	выкл	вкл
Выбранная i -ая сеточная шина (В)	0	15
Выбранная j -ая катодная шина (В)	30	
Остальные сеточные шины (В)	0	
Остальные катодные шины (В)	30	-30

Характерный размер пятна на мишени составляет порядка 2 мкм для соответствующей технологии геометрии АКУ, а рентгенопрозрачная мембрана выбрана из слоев SiO_2 и Si_3N_4 , что обеспечивает ее хорошие механические и тепловые свойства.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (проект № 14.578.21.0250, RFMEFI57817X0250) с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» МИЭТ.

Литература

- Guerrera S.A. and Akinwande A.I., *Nanotechnology*, V. 27, 295302 (2016).
- G.D. Demin *et al.* // *J. Vac. Sci. Technol. B*, V. 37 (2), in press (2019).
- Djuzhev N.A. *et al.*, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, V. 45, 1-5 (2018).

Современное состояние элементной базы вакуумной нанозлектроники

Н.А. Дюжев^{1,*}, И.Д. Евсиков^{1,§}

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина,1, Москва, Зеленоград, 124498.

*djuzhev@ntc-nmst.ru, §evsikov.ilija@yandex.ru

В данной работе обсуждается современное состояние и перспективы развития устройств вакуумной нанозлектроники, базовым элементом которых является объемная автоэмиссионная структура с острым или лезвийным катодом, управляющим электродом-сеткой и анодом, размещенными на нанометровых расстояниях. Приведены проблемы связанные с созданием и эксплуатацией автоэмиссионных структур, рассматриваются возможные подходы к их решению.

Введение

Вакуумная электроника была одним из двигателей промышленного прогресса за последние 100 лет. Развитие концепций вакуумной электроники происходило под влиянием технологических циклов, начиная с изобретения ламп накаливания и заканчивая электронно-лучевыми трубками. Несмотря на то, что первые устройства данной отрасли считаются устаревшими, сама вакуумная электроника жива и существует в виде микроволновых трубок, рентгеновских трубок, электронно-лучевых приборов для анализа и обработки материалов, а вакуумная микро- и нанозлектроника продолжает активно развиваться.

Первый виток развития интегральной вакуумной электроники произошел в 1968 году. Кеннет Шоулдерс предложил концепцию нового устройства, которое представляло собой миниатюрный вакуумный триод. Основное отличие устройства Шоулдерса от транзистора состояло в том, что проводящей средой для носителей заряда являлся вакуум, что в свою очередь положительно сказывалось на быстродействии устройства и его стойкости к экстремальным условиям высокой температуры и радиации. В том же году Шоулдерс представил первую тонкопленочную автоэмиссионную структуру, основанную на разработках своего коллеги Чарльза Спиндта [1]. Данная структура состояла из острого молибденового конуса (катода), расположенного под отверстием диаметром 1,5 мкм в пленочном молибденовом управляющем электроде (сетке). Малый радиус скругления вершины катода позволил получить эмиссию при управляющем напряжении 200 В. Применение фотолитографии позволило получить высокую плотность размеще-

ния катодов, и как результат, достичь высокой плотности эмиссионного тока, которая составляла 10 А/см². В СССР аналогичные структуры создавались с использованием пленочных катодов. Однако на этом этапе развития вакуумной электроники разработки были прекращены из-за высоких рабочих напряжений и малых сроков службы устройств, которые были связаны с микронными технологическими нормами структур.

Второй виток развития интегральной вакуумной электроники был в середине 80-ых годов, когда французская фирма LETI, японская фирма Futaba, а также отечественные организации Исток (г. Фрязино) и ОКБ ПУЛ (г. Саратов), совместно с НИИФП им. Ф. В. Лукина, начали разработку плоских автоэмиссионных дисплеев на базе автоэмиссионных матриц. Такие дисплеи имели важные преимущества — высокую световую эффективность и широкий диапазон рабочих температур. Дисплеи данного типа планировалось использовать в военной и космической технике, бытовой электронике. Однако разработки были свернуты через несколько лет в связи с активным продвижением технологии жидкокристаллических дисплеев. В 1988 году на волне разработок плоских автоэмиссионных дисплеев в Соединенных Штатах была созвана ежегодная международная конференция International Vacuum Microelectronics Conference [2].

Современная вакуумная нанозлектроника

В настоящее время в связи с развитием нанозлектроники начинается третий этап развития вакуумной электроники — вакуумная нанозлектроника, что проявилось в изменении названия международ-

ной конференции — International Vacuum Nanoelectronics Conference [3].

Устройства, основанные на автоэмиссионных структурах, остаются перспективным вариантом развития вакуумной нанозлектроники. Современный уровень развития технологии фотолитографии позволяет создавать структуры с существенно меньшими размерами (вплоть до 10 нм) и соответственно меньшими рабочими напряжениями (менее 15 В). Однако производство и эксплуатация устройств данного типа сопряжены с рядом серьезных проблем. В их число входят: определенная технологическая сложность изготовления эмиттерной матрицы; процессы адсорбции и десорбции, возникающие при автоэмиссии; деформация эмиттеров под действием разогрева; возникновение плазмы в пространстве между эмиттером и анодом; низкая стабильность токовых характеристик во времени.

Сложность технологического процесса создания металлических автоэмиссионных структур Спиндта затрудняет переход к массовому производству таких устройств. Выходом из этой ситуации может стать применение операций кремниевой КМОП технологии, вследствие ее высокой воспроизводимости и широкого распространения в современной электронике. В то же время, кремний имеет недостаточную тугоплавкость и механическую прочность, свойства, которые имеют решающее значение для стабильности выходных характеристик устройства [4].

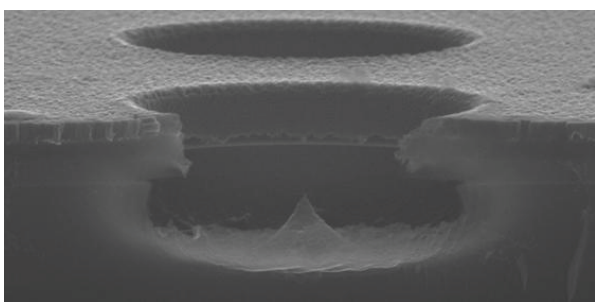


Рис. 1. Поперечный разрез кремниевой автоэмиссионной матрицы

Существует два пути разрешения проблемы деформации кремниевых катодов под действием разогрева в процессе автоэмиссии. Первый — применение технологического процесса, при котором катод покрывается тонким слоем материала с высокой теплопроводностью, тугоплавкостью и пределом прочности, например слоем карбида кремния

или алмаза. Второй способ — это изначальный отказ от использования кремния при изготовлении устройств в пользу материалов с вышеуказанными свойствами.

Решением проблемы процессов адсорбции и десорбции остаточного газа может стать предварительный подогрев эмиттеров. Небольшой нагрев должен привести к удалению продуктов адсорбции и десорбции. Изготовление устройств из материалов, обладающих химической инертностью, также может помочь в устранении данных негативных эффектов.

Устранить возникновение плазмы возможно применением прочных материалов (вышеупомянутые алмаз, карбид кремния), так как в процессе автоэмиссии сильное электрическое поле может отрывать микрочастицы эмиттеров, а поток электронов в свою очередь ионизировать молекулы материала эмиттера, что приводит к появлению плазмы. Кроме того, оказать положительное влияние может уменьшение рабочих напряжений устройства, что в свою очередь уменьшает вероятность ионизации молекул газа окружающей среды и материала катода, что потребует, однако, уменьшения расстояния между катодом и анодом.

Стабильность токовых характеристик во времени — это комплексная проблема, которая может быть решена устранением процессов сопутствующих автоэмиссии, т.е. упомянутых выше эффектов возникновения плазмы, термической деформации эмиттеров, адсорбции и десорбции.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (проект № 14.578.21.0250, RFMEFI57817X0250) с использованием оборудования ЦКП "Микросистемная техника и электронная компонентная база", поддержанного Минобрнауки России.

Литература

1. Spindt C. A., J. Appl. Phys. 0021-8979 39, 3504 (1968).
2. First International Vacuum Microelectronics Conference, Williamsburg, VA, USA (1988).
3. 31st International Vacuum Nanoelectronics Conference, Kyoto, Japan (2018).
4. Дюжев Н., Тишин Ю., ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес, 1, 50-53 (2001).

Изучение характеристик стенда ЭУФ литографа

А.А. Егоров*, М.В. Зорина, И.В. Малышев, А.Е. Пестов,
В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*andrey-ae@mail.ru

Описывается оптическая схема и основные элементы стенда ЭУФ литографа с рабочей длиной волны 13.5 нм. Приводятся последние данные по модернизации лазерно-плазменного источника (ЛПИ) ЭУФ излучения, а также результаты изучения работы осветительной системы и системы автоматизированной фокусировки и экспериментальные результаты по формированию микро (нано) структур с новым ЛПИ.

Работы по освоению принципов экстремальной ультрафиолетовой литографии в России были начаты в 2011г, когда в ИФМ РАН впервые был разработан и запущен в работу стенд ЭУФ литографа с рабочей длиной волны 13.5 нм и расчетным пространственным разрешением 30 нм. Практическое разрешение стенда в 2013 году составило величину порядка 2 микрон [1]. Столь низкое пространственное разрешение обусловлено развитием среднечастотных шероховатостей при коррекции формы зеркал, вследствие неоптимального угла падения ионов на деталь. В 2018-2019гг была проведена комплексная модернизация стенда, включающая в себя: модернизацию двухзеркального объектива, модернизацию осветительной системы и модернизацию системы автоматизированной фокусировки.

Внешний вид и оптическая схема стенда ЭУФ литографа представлены на рис. 1.

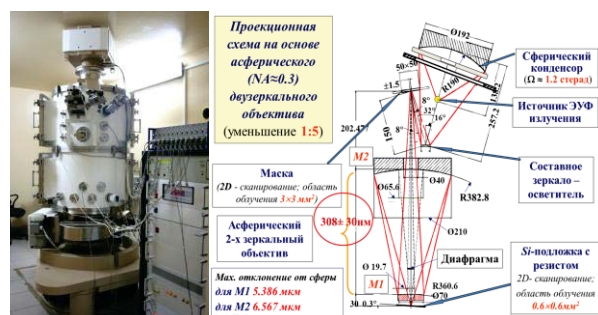


Рис. 1. Внешний вид и оптическая схема стенда ЭУФ литографа

Работа установки происходит следующим образом: ЭУФ излучение от источника собирается многослойным сферическим зеркалом конденсором, с приемной угловой апертурой 1.2 ср. Отраженный пучок попадает на составное зеркало осветитель, предназначенное для формирования на маске пучка

ЭУФ излучения с П-образным распределением интенсивности размером 3×3 мм. Более подробно система освещения маски описана в [2]. Изображение маски с помощью двухзеркального проекционного объектива Шварцшильда, образованного асферическими зеркалами, с 5-кратным уменьшением переносится на пластину с фоторезистом, установленную на двухкоординатном столе. После экспонирования зоны 0.6×0.6 мм² пластина может переместиться в другую точку и процесс засветки может повториться, т.е. рисунок может мультиплицироваться по пластине в области 5×5 мм².

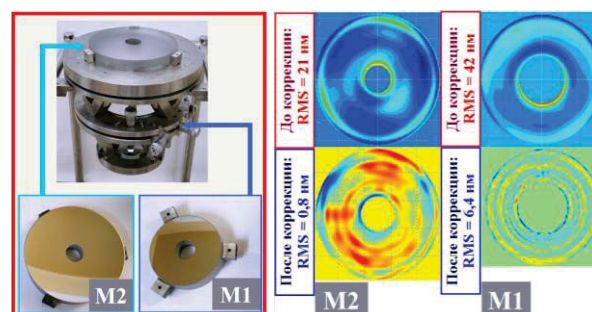


Рис. 2. Фотография нового проекционного объектива и карты поверхности зеркал

Фотография нового двухзеркального проекционного объектива, и карты поверхности зеркал до и после коррекции представлены на рис 2. При изготовлении нового объектива коррекция формы поверхности отдельных элементов проводилась на установке ионно-пучкового травления при нормальном падении ионов на деталь, при котором шероховатость поверхности во всём диапазоне пространственных частот не развивается [3].

Формирование тестовых наноструктур и определение предельного пространственного разрешения методом проекционной ЭУФ литографии произво-

дилось на фоторезисте ВПР-13 с чувствительностью 5 мДж/см^2 и временем экспонирования зоны $0.6 \times 0.6 \text{ мм}^2$ $t = 7 \text{ с}$. Предельное пространственное разрешение стенда ЭУФ нанолитографа составило 200 нм , что на порядок превосходит результат 2013 года [1]. На рис. 3 представлено СЭМ - изображение отдельного элемента рисунка маски, полученное с помощью нового объектива.

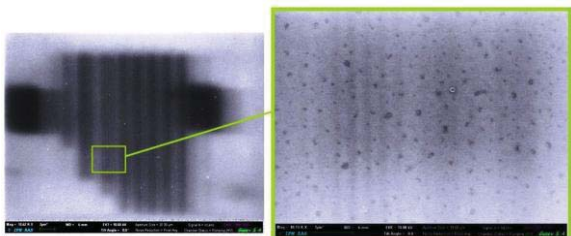


Рис. 3 Модуляция 200 нм полос на литографическом изображении маски с использованием фоторезиста ВПР-13

Полученное пространственное разрешение в 200 нм , при теоретическом пределе в 30 нм , объясняется кольцеобразными дефектами, появляющимися в результате ионно-пучковой коррекции отдельных элементов поверхности зеркал, хорошо различимые на рис. 2. Влияние данных ошибок также подтверждается численными расчетами, сделанными в программе Zemax, в которую были заложены финальные аберрации проекционного объектива. На данный момент ведутся работы, позволяющие начать разработку новых зеркал для проекционного объектива, чтобы продвинуться в сторону улучшения пространственного разрешения стенда.

Была проведена модернизация осветительной системы, которая заключалась в замене Nd:YAG лазера компании СоларТии на лазер Ekspla NL300, с длиной волны 1064 нм , отличающимся большей энергией в импульсе до 900 мДж , и длительностью импульса 4.4 нс . Это позволило повысить стабильность работы осветительной системы и сократить время засветки в 1.5 раза.

Была изучена система автоматизированной фокусировки, схема которой представлена на рис. 3. Она работает следующим образом: лазерный луч падает на плоское зеркало L_1 , направляющее его на поверхность фоторезиста, отражаясь от которой луч падает на зеркало L_2 , направляющее его на фотоприёмник. В качестве фотоприёмника используется двухсекционный фотодиод. При опускании или подъёме образца (фоторезиста) лазерный луч смещается по поверхности фотодиода и по значению

разностного сигнала определяется местоположение образца с точностью $1\text{-}2 \text{ микрона}$. На рис. 4 представлен график зависимости отклонения показаний системы автоматизированной фокусировки от времени при неизменном положении образца. При более длительных измерениях разброс показаний системы увеличивается.

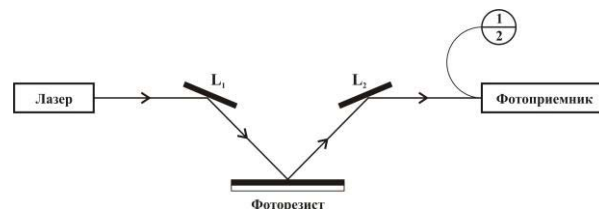


Рис. 3. Система автоматизированной фокусировки

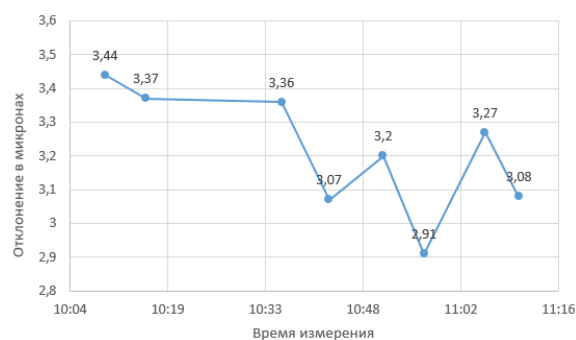


Рис. 4. График зависимости отклонения показаний системы автоматизированной фокусировки от времени

Для повышения стабильности работы системы автофокуса и повышения ее точности предлагается использовать вместо фотодиода ПЗС матрицу, что позволит наблюдать структуру и распределение интенсивности лазерного пятна и объективно определять положение образца.

Работа поддержана программой Президиума РАН I.2 "Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий", № 0035-2018-0011 и РФФИ: 19-02-00081, 18-02-00173, 18-02-00588, 18-07-00633 и 17-02-00640.

Литература

1. Волгунов Д.Г.и др. // Известия РАН. Серия физическая. Том 77. №1. 2013. С. 4-8.
2. Зуев С.Ю.и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.2011. № 6. С. 10-13.
3. N.I. Chkhalo, *et al.* // Applied Optics. Vol. 55, No. 6. P. 1249-1256 (2016).

Исследование отражательных характеристик кристаллов и МРЗ в мягком рентгеновском диапазоне

П.С. Заверткин¹, Д.В. Ивлишкин¹, А.Д. Николенко¹, Н.И. Чхало²

¹ Институт ядерной физики СО РАН, пр-т Лаврентьева, 11, Новосибирск, Россия

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

*A.D.Nikolenko@inp.nsk.su

Проведена работа по измерению спектральных свойств отражающих кристаллов и многослойных рентгеновских зеркал в мягком рентгеновском диапазоне (1-6 кэВ). Измерены пиковые коэффициенты отражения и спектральные разрешения элементов. Работы проводились с использованием синхротронного излучения из накопителя ВЭПП-4 в Сибирском центре синхротронного и терагерцового излучения. Спектральное разрешение кристаллов (слюда, кварц, кремний, бифталлат калия) было измерено методом кривой качания. В работе приведены результаты измерений и описана методика их проведения.

Измерения проводились на станции синхротронного излучения «Космос», оборудованного универсальным монохроматором мягкого рентгеновского диапазона [1], [2]. В качестве спектральных элементов монохроматора могут быть использованы различные оптические элементы: кристаллы, многослойные зеркала или дифракционные решетки. В зависимости от установленных элементов монохроматор используется в ВУФ (5-100 эВ) или мягком рентгеновском (МР) диапазоне. В экспериментальном объеме станции устанавливается механическая конструкция, подобная конструкции монохроматора, которая позволяет проводить тестирование всех перечисленных типов элементов на монохроматическом пучке с известными параметрами (интенсивность, спектральный состав, пространственная однородность).

Измерение спектрального разрешения монохроматора.

Спектральное разрешение монохроматора с установленными на него кристаллами кремния Si (111) измерялось методом кривой качания. Оптическая схема представлена на рис. 1.

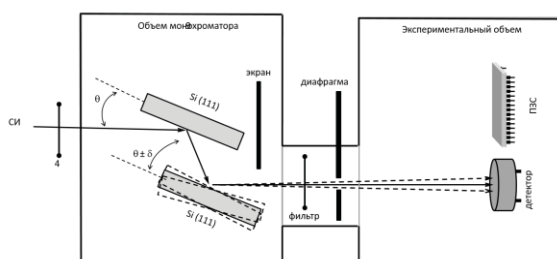


Рис. 1. Оптическая схема измерения кривой качания кристаллов Si(111)

В ходе измерений используются два кристалла с идентичными характеристиками. Форма полученного распределения хорошо описывается

функцией псевдо-Фойгта [3]. Спектральное разрешение системы определяется из ширины полученной кривой качания, в то время как сигнал детектора за пределами этой кривой (пьедестал под кривой качания) позволяет оценить вклад в сигнал фоновой засветки. Измерения проводились для энергий фотонов 4861, 3364 и 2344 эВ (углы $\theta = 24^\circ, 36^\circ$ и 57.5° , соответственно). Предельные энергии, доступные монохроматору определяются постоянной решетки используемых кристаллов, и для кремния находятся в пределах 2.2 – 6 кэВ. Использование кристаллов кварца ($2d = 6.68 \text{ \AA}$) или бифталлата калия ($2d = 26.6 \text{ \AA}$) позволяет снизить мягкую границу монохроматора до значений 1.9 кэВ и 480 эВ, соответственно. Моделирование показывает, что измеренная кривая качания приблизительно в 2 раза шире спектральной полосы, выделяемой монохроматором. На рисунке 2 приведены экспериментальные данные, полученные для кристаллов кремния. Одни и те же измерения показаны в угловых координатах (левый график) и в координатах относительного спектрального разрешения (правый график).

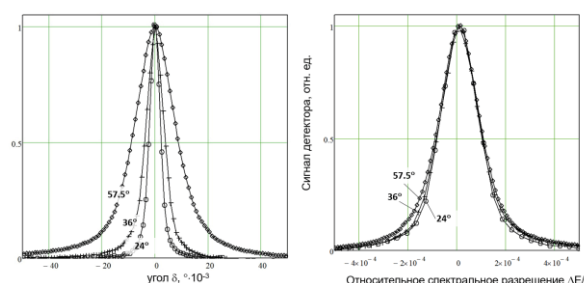


Рисунок 2. Измеренные кривые качания для разных энергий. Пояснения в тексте

Спектральное разрешение системы на всех энергиях одинаково и соответствует значению $\Delta E/E \approx 1 \cdot 10^{-4}$, вклад фоновой засветки в сигнал монохроматора не более 1%. В настоящее время

идет подготовка к тестированию других типов кристаллов, результаты измерений будут представлены в докладе. Описанная схема не позволяет измерить пиковый коэффициент отражения каждого из кристаллов, а также спектральное разрешение элементов с широкой кривой качания, таких, как многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ), поскольку пучок после второго оптического элемента в процессе сканирования выходит за пределы апертуры канала СИ между монохроматором и экспериментальным объемом. От этого недостатка свободен эксперимент, при котором механизм монохроматора устанавливается непосредственно в экспериментальном объеме. В этом случае существенно ухудшаются фоновые условия измерений, что требует дополнительных мер по их подавлению в ущерб интенсивности сигнала.

Калибровка кристаллов и МРЗ

Полученный монохромат используется для калибровки других оптических элементов. При этом желательно, чтобы спектральная характеристика калибруемого элемента была значительно шире спектральной полосы, выделяемой монохроматором. Это условие выполняется для МРЗ и некоторых кристаллов (например, кристаллов слюды). Оптическая схема калибровки кристаллов приведена на рис. 3.

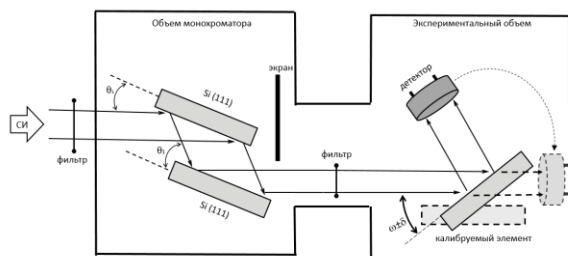


Рис. 3. Оптическая схема калибровки элементов на монохроматическом пучке

Исследуемый кристалл вводится в монохроматический пучок и поворачивается на необходимый угол. Сравнение максимального значения отклика детектора кривой качания с его показаниями на прямом монохроматическом пучке позволяют определить пиковый коэффициент отражения исследуемого кристалла. В настоящее время проведены измерения для кристаллов слюды и готовится эксперимент по калибровке кристаллов КАР и многослойных зеркал.

Исследование формы и эволюции пучка на ПЗС-детекторе позволяют определить качество кристалла. Так, при измерении кривой качания слюды наблюдались существенное изменение формы пучка, обусловленное его несовершенством:

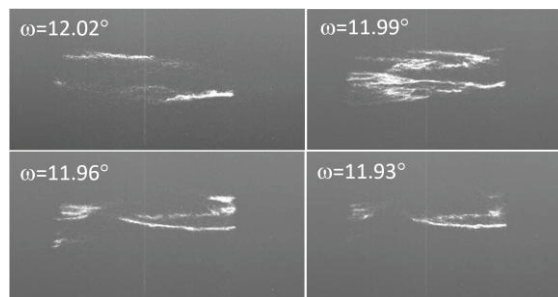


Рис. 4. Морфология пучка $E_{\text{ф}} = 3$ кэВ, отраженного от кристалла слюды

Поскольку разные части кристалла оказываются в условии Брэгга в разные моменты сканирования, суммарная кривая качания представляет собой суперпозицию распределений псевдо-Фойгта, находящихся в разных положениях и с разными амплитудами, но одинаковыми прочими параметрами.

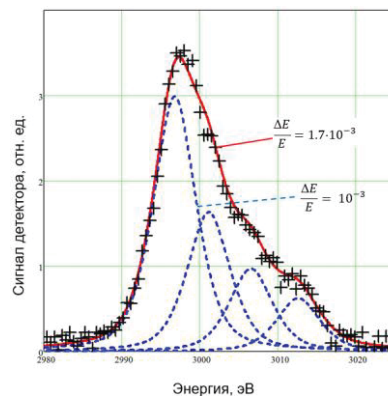


Рис. 5. Кривая качания слюды. Экспериментальные точки (+), аппроксимационная функция и составляющие ее пики (сплошная и пунктирные линии, соответственно)

Таким образом, спектральное разрешение кристалла зависит от размера падающего на него пучка. Для более корректной калибровки локальных характеристик кристалла запланирован цикл измерений с пучком малого размера (порядка 0.3×0.3 мм), который, как ожидается, будет захватывать относительно однородный участок кристалла. Результаты будут измерений также представлены в докладе.

Литература

1. А.Д. Николенко, С.В. Авакян, И.М. Афанасьев и др. Станция «Космос». // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2012, №5. С. 13-19.
2. П.С. Заверткин, Д.В. Ивлешкин, М.Р. Машковцев и др. Универсальный монохроматор ВУФ и мягкого рентгеновского диапазона для работы с синхротронным излучением. // Автометрия 2019 №2 (в процессе печати)
3. P. Dasgupta On use of pseudo-Voigt profiles in diffractions line broadening analyses. // Fisika A, (Croatia) 2000, Vol. 9, pp. 61–66.

Взаимодействие ультрахолодных нейтронов с осциллирующим в пространстве нейтронным интерференционным фильтром

М.А. Захаров*, А.И. Франк[&], Г.В. Кулин

Объединённый Институт Ядерных Исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, г. Дубна, Московская обл., Россия, 141980

*zakharovmax@jinr.ru, &frank@nf.jinr.ru

Исследована задача о взаимодействии ультрахолодных нейтронов (УХН) с осциллирующим в пространстве нейтронным интерференционным фильтром - интерферометром Фабри-Перо. В задаче рассматривалась эволюция волнового пакета путём численного решения нестационарного уравнения Шрёдингера методом расщепления оператора эволюции. Осциллирующий в пространстве фильтр действует в качестве квантового модулятора потока УХН. Проведено сравнение полученных численных результатов с квазиклассическими оценками.

Введение

Работа посвящена исследованию нестационарных квантовых эффектов, возникающих при взаимодействии нейтронной волны с нестационарным объектом [1,2]. В качестве нестационарного объекта, в работе рассматривался нейтронный интерференционный фильтр - интерферометр Фабри-Перо - представляющий собой слоистую потенциальную структуру [3], характеризующуюся узкой энергетической линией пропускания нейтронов. Если фильтр осциллирует в пространстве по гармоническому закону, то в его системе координат осциллирует скорость падающих на него нейтронов. Можно ожидать, что если на фильтр падает волна с энергией, соответствующей его линии пропускания в состоянии покоя, то пропускание осциллирующего фильтра будет периодически меняться, дважды за период достигая максимума в моменты остановки фильтра. Прощедший поток частиц оказывается промодулированным во времени, а энергетический спектр прошедшего состояния должен стать линейчатым. Расстояние между линиями в спектре будет определяться частотой осцилляции фильтра $\Delta E = \hbar\Omega$, $\Omega = 2\pi f$. Приведённые рассуждения основаны на очень упрощённой картине. Реальная картина может заметно отличаться от ожидаемой вследствие квантовых эффектов. Вероятно, на результирующее состояние может повлиять конечное время формирования состояния в резонансной системе, каковой является интерферометр Фабри-Перо [4], а также наличие ускорения вещества [5].

В работе было проведено численное исследование нестационарной квантовой задачи о прохождении

волнового пакета через осциллирующую в пространстве резонансную структуру.

Метод численного расчёта

Задаче о взаимодействии волны с движущейся потенциальной структурой отвечает нестационарное уравнение Шрёдингера:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x,t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + u(x,t) \right) \Psi(x,t). \quad (1)$$

Потенциал $u(x,t)$ ограничен конечной областью пространства и задаётся выражением $u(x,t) = V[x - A \sin(\Omega t + \varphi)]$, где $V(x)$ - движущаяся как целое заданная потенциальная структура. Решение уравнения (1) находилось путем численных вычислений, основанных на методе расщепления оператора эволюции [6]. Можно показать [6], что решение сводится к расчёту действия оператора эволюции на волновую функцию согласно:

$$\Psi(x, t_0 + \tau) = e^{-i \frac{u(x, t_0 + \tau) \tau}{\hbar}} F^{-1} e^{i \frac{\hbar^2 k^2 \tau}{2m}} F e^{-i \frac{u(x, t_0) \tau}{\hbar}} \Psi(x, t_0), \quad (2)$$

где F - дискретное преобразование Фурье. Временной промежуток, на котором необходимо проследить эволюцию волновой функции, разбивался на малые отрезки по времени с шириной шага τ . Вычисления производились последовательно для каждого шага по времени.

Результаты численных расчётов

Потенциальная структура, используемая в численных расчётах, состояла из трёх слоёв шириной 30,

23, 30 нм и потенциалами 200, 2.05 и 200 нэВ соответственно. Параметры движения фильтра были выбраны таким образом, что в его системе координат изменение энергии падающей волны вдвое превышало полуширину его линии пропускания. Это иллюстрируется рисунком рис.1. Расчёты проводились для частот 100, 500, 900 КГц, при амплитудах колебаний 128, 26, 14 нм соответственно.

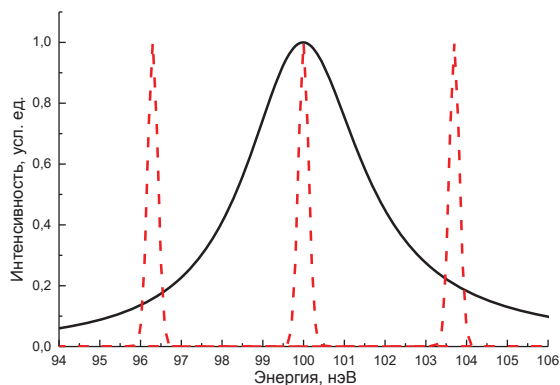


Рис. 1. Линия пропускания фильтра (сплошная кривая) и падающий на него спектр (штрих-пунктирные кривые), измеренный в системе координат фильтра, в трех фазах движения

Начальная волновая функция представлялась в виде узкого волнового пакета с максимумом $E=100$ нэВ и шириной $\delta E = 0.25$ нэВ. Положение максимума совпадало с центром линии резонансного пропускания стационарного фильтра. На рис. 2 приведён рассчитанный спектр прошедшего состояния при частоте осцилляции 500КГц.

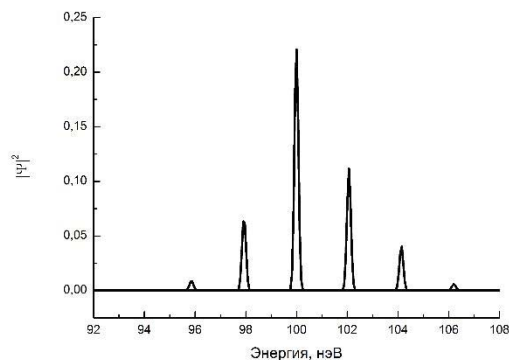


Рис. 2. Энергетический спектр прошедшего состояния

На рис. 3 представлены временное распределение квадрата модуля волновой функции на выходной поверхности фильтра, а также результаты расчетов, основанные на полуклассических представлениях. В последних квадрат модуля прошедшей волны на выходе из фильтра задавался свёрткой падающего спектра с функцией пропускания фильтра.

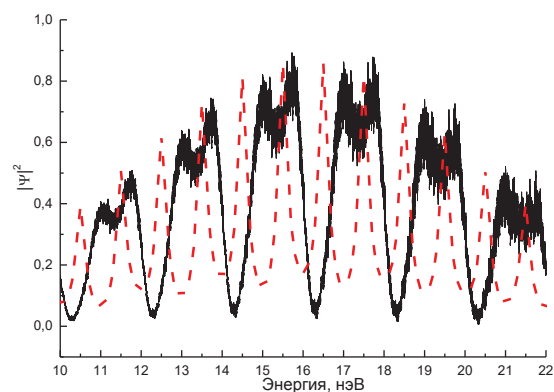


Рис. 3. Зависимость квадрата модуля волновой функции от времени на выходе из фильтра. Сплошная кривая - квантовый расчёт, штрих-пунктирная линия - квазиклассический расчёт

В основном, полученные результаты соответствуют ожиданию. Прошедшее состояние оказывается промодулированным по амплитуде, а энергетический спектр дискретен. Вместе с тем, в ряде деталей полученная картина заметно отличается от результатов квазиклассического расчета. Прежде всего при увеличении частоты осцилляции наблюдается заметное смещение максимумов пропускания системы с последующим слиянием соседних пиков. В результате видимая частота модуляции интенсивности уменьшается вдвое. Такое поведение картины прошедшего состояния не может быть объяснено на основе простых соображений о временной модуляции интенсивности, обусловленной переменной скоростью интерферометра. Вероятно, существенную роль тут играет конечное время жизни состояния внутри фильтра и совершенно не учитываемые в полуклассическом подходе эффекты, связанные с ускорением интерферометра.

Литература

1. D. Haavig, R. Reifenberger // Phys. Rev. B, T. 25, P. 6408 (1982).
2. J. Felber, R. Gähler, C. Rausch, R. Golub // Phys. Rev. A, T. 53, P. 319 (1996).
3. I.V. Bondarenko, V.I. Bodnarchuk, S.N. Balashov, et al. // Phys. of Atomic Nuclei, T. 62, P. 721 (1999).
4. А.И. Франк, И.В. Бондаренко, В.В. Васильев, и др. // Письма в ЖЭТФ, T.75, С.729 (2002).
5. А.И. Франк, П. Гелтенборг, М. Жентшель, и др. // Ядерная Физика, T. 71, С. 1686 (2008).
6. R.H. Hardin, F.D. Tappert // SIAM Rev. Chronicle, V. 15, P. 423 (1973).

Моделирование процесса ионного травления с учетом эволюции микрошероховатости для одномерной поверхности аморфной однокомпонентной мишени

М.В. Зорина¹, М.С. Михайленко^{1,*}, А.Е. Пестов^{1,§}, Н.И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*mikhaylenko@ipm.sci-nnov.ru, §aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Результатом работы стал алгоритм, моделирующий процесс физического распыления одномерной, аморфной, однокомпонентной мишени, реализованный на языке C++. Полученные значения коэффициентов распыления для плёнок углерода и молибдена облученные ускоренными ионами водорода и аргона соответственно в диапазоне энергий до 1 кэВ хорошо согласуются с результатами, полученными в экспериментах.

Описание метода и алгоритма программы

Подход подразумевает модель атомного бильярда, где используется потенциал кулоновского типа с учетом экранировки, а тормозная способность рассчитывается согласно модели Линдхарда—Шарфа—Шиотта [1].

Предлагаемая модель использует ряд допущений, упрощающих вычисления:

- Рассматриваемая мишень является аморфной;
- Учитываются только парные столкновения;
- Упругие и неупругие потери энергии рассматриваются отдельно, причем неупругие рассматриваются непрерывными.
- Дискретно учитываются такие упругие столкновения, в которых передача энергии движущейся частицей атому мишени превышает некоторую пороговую энергию связи E_d .
- Модель носит статистический характер и реализована на основе метода Монте-Карло.

Алгоритм программы сводится к следующему:

1) Задание начальной кинетической энергии и начального положения иона (x_0, y_0, φ). Причем координаты разыгрываются случайно, и каждая выпавшая координата записывается в отдельный массив. Таким образом, получается карта поверхности, где каждой точке соответствует число, равное количеству выпадений этой координаты.

2) Происходит розыгрыш длины свободного пробега иона до первого столкновения с атомом мишени:

$$L = -\bar{L} * \ln(Random) \quad (\Phi 1)$$

3) Вычисление y -координаты первого столкновения:

$$y = y_0 + L \cos \varphi \quad (\Phi 2)$$

4) Определение E_1 иона перед первым столкновением:

$$E_1 = (\sqrt{E} - \frac{1}{2}KL)^2 \quad (\Phi 3)$$

Если выражение в скобках меньше 0 – иону не хватило энергии и он тормозится в $y < L$ и вычисляется координата y :

$$y = y_0 + (\frac{2\sqrt{E}}{K} - L) \cos \varphi \quad (\Phi 4)$$

Если выражение в скобках больше 0, в таком случае запускается алгоритм со (2) пункта для первичного атома отдачи.

5) Производится розыгрыш прицельного параметра для первого столкновения:

$$p = p_{max} \text{Max}(Random; Random) \quad (\Phi 5)$$

6) Вычисление кинетической энергии в системе центра масс:

$$E_t = \frac{m * E_1}{(m_i + m)} \quad (\Phi 6)$$

7) Вычисление энергии E_2 иона после первого столкновения в лабораторной системе координат (СК), то есть через массы ионов и мишеней, с учетом угла отклонения при столкновении в системе центра масс:

$$E_2 = \frac{(\frac{m}{m_i})^2 + 2 \frac{m}{m_i} \cos \theta + 1}{(1 + \frac{m}{m_i})^2} E_1 \quad (\Phi 7)$$

Где θ - угол отклонения в системе центра масс определяемый численным интегрированием интеграла вида (интегрирование реализовано методом трапеций):

$$\theta = \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{p dr}{r^2 \sqrt{1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{U(r)}{E_t}}} \quad (\Phi 8)$$

Значение r_{\min} берётся из решения уравнения $g(r,U)=0$, где

$$g(r,U) = \sqrt{1 - \frac{p^2}{r^2} - \frac{U(r)}{E_t}} \quad (\text{ф9})$$

8) Определяются углы φ_i и φ_a между ионом, атомом и осью u к направлению вылета иона после первого столкновения в лабораторной СК:

$$\varphi_i = \frac{\text{Arctg}(\text{Sin}\theta)}{\text{Cos}(\theta) + \frac{m}{m_i}} \quad (\text{ф10})$$

$$\varphi_a = \frac{\pi}{2} - \theta \quad (\text{ф11})$$

9) Вычисляется энергия атома отдачи:

$$E_a = E_c - E_2 - E_d \quad (\text{ф12})$$

10) Пункты с (2) по (10) выполняются пока энергия иона превышает значение энергии связи для данного материала ($E > E_d$). Для каждого атома отдачи запускается внутренний цикл, аналогичный описанному выше. Таким образом, в данной модели реализовано описание линейных каскадов взаимодействия до атомов отдачи третьего порядка. Когда это событие произошло текущий цикл закрывается и вычисляется следующая итерация, т.е. (1)-(2).

Распылённым считается тот атом, который пересёк начальную координату y_0 , причём чтобы в значение коэффициента распыления (Y) не входили также и рассеянные ионы, считаются только атомы отдачи, участвующие в каскаде столкновений, начиная с первого порядка. Так как значение Y определяется отношением числа выбитых атомов к числу налетающих ионов, то чем больше ионов будет задано (пользователем), тем больше происходит выборка, и тем справедливее будет значение коэффициента распыления. Далее с учетом полученных значений вычисляется итоговая карта поверхности по формуле:

$$\text{Surface}[x] = Y * N * k[x] \quad (\text{ф13})$$

Где N – атомная плотность вещества, а $k[x]$ – карта количества выпадений данной координаты.

Результаты и обсуждение

В результате моделирования были получены зависимости коэффициента физического распыления от энергии и от угла падения для аморфных мишеней из Mo и C распылёнными ускоренными ионами Ag и H соответственно. Так же результатом моделирования является эволюция профиля поверхности, получаемая в ходе симуляции ионного травления. Значения коэффициентов физического распыления

сравниваются с, полученными в экспериментах, и результатами расчета в пакете SRIM [2].

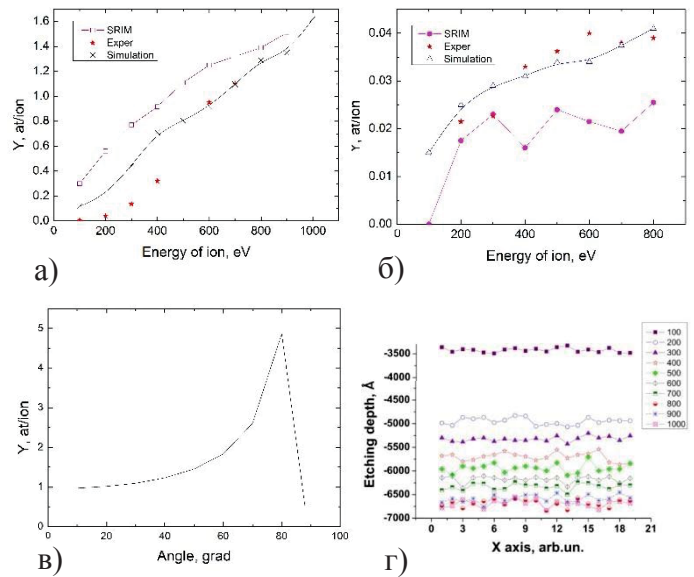


Рис. 1. а) Зависимость Y Mo от энергии ионов Ag при нормальном падении; б) зависимость Y C от энергии ионов H при нормальном падении; в) Угловая зависимость Y для мишени из Mo, облучаемой ионами Ag; г) Эволюция поверхности плёнки Mo при травлении её ионами Ag под различными углами (моделирование)

В случае с молибденом малые значения коэффициентов распыления, полученные экспериментально, при низких энергиях обусловлены тем, что на поверхности плёнки молибдена имеется слой оксида, который при таких значениях энергий травится медленнее, что в свою очередь ведет к заниженному значению Y .

Полученные значения коэффициентов распыления в диапазоне энергий до 1 кэВ хорошо согласуются с результатами, полученными в экспериментах. Однако в эволюции поверхности всегда наблюдаются ухудшение её шероховатости, что, по-видимому, связано с особенностями генератора псевдослучайных чисел, а также с одномерностью задачи, что привело к тому, что соседние ячейки (координаты) никак не взаимодействуют друг с другом, что, безусловно, сказывается на развитии рельефа.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-02-00640 и программы РАН 0035-2018-0018.

Литература

1. Lindhard, J., Scharff, M., and Schiott, H.E., Mat. Phys. Dan. Vid. Selsk., vol. 33, p. 3. (1963);
2. J. Ziegler, J.P. Biersack, M.D. Ziegler, "SRIM-The Stopping and Ranges of Ions in Solids", SRIM Co., Chester, p.683, ISBN: 978-0965420716 (2008); www.srim.org.

Шероховатость оптических материалов после ионного травления

М.В. Зорина^{1,*}, М.С. Михайленко¹, А.Е. Пестов¹, Н.И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*mzor@ipmras.ru

В работе исследуется динамика шероховатости поверхности под действием ионной бомбардировки оптических материалов. Исследуются кристаллические (KDP, YAG, SiC и др.) и аморфные структуры (ситалл, Zerodur, ULE). Для z-среза кристалла KDP получено рекордное значение эффективной шероховатости поверхности в диапазоне пространственных частот $\nu \in [4.9 \cdot 10^{-2} - 6.3 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}]$ $\sigma_{\text{eff}} = 0,61 \text{ нм}$. ULE продемонстрировал устойчивость к ионной бомбардировке, что позволяет применять к нему глубокую (съемы материала до 3 мкм) обработку ионными пучками без деградации шероховатости с целью придания прецизионной формы поверхности.

Введение

Ионно-пучковая технология является наиболее перспективным методом создания прецизионных оптических поверхностей. Она применяется для коррекции локальных ошибок формы малоразмерным ионным пучком, глубокой асферизации со съемами материала до 10 мкм и более, а также, позволяет сглаживать и развивать шероховатость [1,2].

В данной работе предполагается изучить влияние ионно-пучкового травления на шероховатость поверхности кристаллических и аморфных материалов, что позволит решить ряд важных прикладных задач рентгеновской и лазерной оптики.

Оптические керамики (ULE, Zerodur, ситалл)

Одним из важнейших требований к материалам для применения в качестве подложек многослойных рентгеновских зеркал является их размерная стабильность, прежде всего формы в широком диапазоне температур. Это важно, например, при работе в космосе или при массовом литографическом производстве. В данном случае температурные поля на поверхности зеркал имеют сильный градиент. Для обеспечения термостабильности оптической схемы

на требуемом уровне используются оптические керамики с температурными коэффициентами, лежащими в диапазоне 10^{-8} К^{-1} , такие как ULE, Zerodur и отечественный аналог ситалл. Дополнительным требованием к оптическим материалам мы выделяем стойкость шероховатости поверхности к обработке ионными пучками, для возможности проведения корректировки формы поверхности или глубокой асферизации (глубина съема материала может достигать 10 и более мкм).

Наилучшее поведение при ионно-пучковом травлении демонстрирует ULE. Как видно на рис. 1а, при энергиях ионов 300 и 800 эВ и травлении до глубины 3 мкм наблюдается сначала сглаживание, а затем стабилизация шероховатости. Такое поведение наблюдалось экспериментально при травлении на глубину до 3 мкм. При травлении ситалл'а на глубину около 1 мкм наблюдается заметное уменьшение шероховатости (рис. 1б). Дальнейшее травление до глубины 3 мкм приводит уже к незначительной деградации шероховатости, особенно в области высоких пространственных частот. В то же время травление Zerodur'а приводит к значительному увеличению шероховатости поверхности даже при удалении материала на глубину до 1 мкм (рис. 1в).

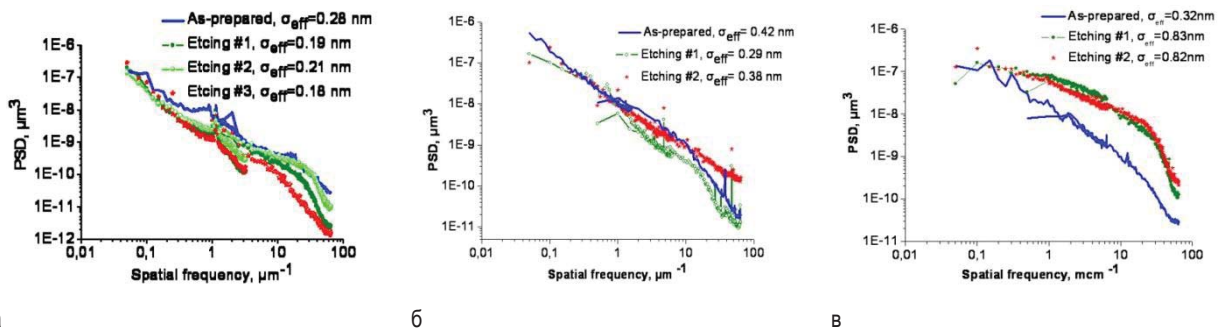


Рис. 1. PSD- функции шероховатости до и после травления на глубину #1 - 1 мкм; #2 – 3 мкм. а) ULE; б) Ситалл; в) Zerodur

Кристалл KDP (z-срез)

Повышение мощности лазерного излучения является критически важной задачей, которая позволит значительно продвинуться как в прикладной науке, так и в фундаментальных исследованиях. Одним из ключевых элементов сверхмощных лазерных систем являются нелинейные оптические элементы. Наибольший интерес представляют кристаллы группы KDP, которые являются ключевыми оптическими компонентами для достижения рекордного на сегодняшний день мультипетаваттного уровня мощности [3]. Основное внимание уделяется полировке поверхности, поскольку сейчас именно шероховатость является основной причиной ограничивающей дальнейшее повышение лучевой стойкости кристалла [4].

В работе проводилось изучение шероховатости поверхности образцов z-среза кристалла KDP под воздействием бомбардировки ионами Ar. Было обнаружено, что сглаживание наблюдается при энергии ионов 400 эВ и углах падения 0° , 30° и 45° . Для этих углов более подробно было изучена зависимость шероховатости от глубины травления. Наилучший результат был получен для нормального падения ионов при сьеме материала на глубину порядка 400 нм (рис.2).

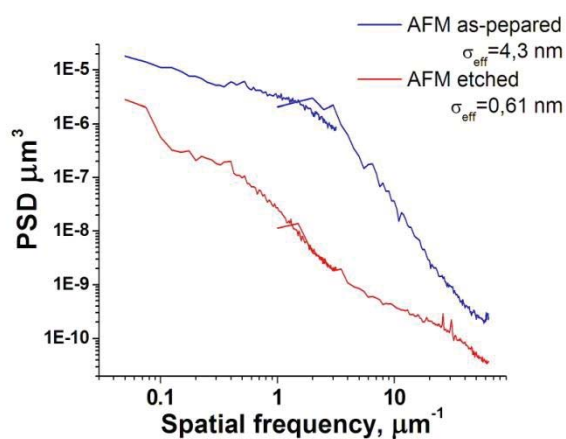


Рис. 2. PSD-функции шероховатости поверхности z-среза кристалла KDP до и после ионной полировки

Значение эффективной шероховатости $\sigma_{\text{eff}}=0,61$ нм во всем диапазоне пространственных частот $q \in [4,9 \cdot 10^{-2} - 6,3 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}]$ оказалось рекордным для данного материала.

Лазерные кристаллы (Yb:YAG, сапфир, карбид кремния, алмаз)

Сегодня в лазерах активно применяются композитные активные элементы из однородных материалов. Такие элементы применяются для различных целей, например, для повышения средней и пиковой мощности [5]. В подавляющем большинстве случаев для их создания используется метод термодиффузионной сварки. В данной работе предложен принципиально другой подход, который позволит «сажать» на контакт материалы со значительным различием ТКЛР, - метод активации поверхностей ионным пучком. Методика будет состоять из следующих этапов: высокоточная оптическая обработка (плоскостность $<1/10$, шероховатость <1 нм RMS) и очистка поверхностей; травление скрепляемых поверхностей пучком тяжелых; посадка элементов на оптический контакт внутри вакуумной камеры без контакта с внешней средой.

Другим важным направлением является создание просветляющего покрытия. Одним из вариантов здесь видится создание ионным травлением приповерхностного нарушенного слоя. Текстура у поверхности служит для подавления отражения электромагнитных волн в оптической области спектра без рассеяния какой-либо части спектра путем дифракции. Решением может быть подбор углов травления, приводящих к развитию шероховатости поверхности.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема № 0035-2014-0204) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН и при поддержке грантов РФФИ: 17-02-00640, 19-02-00631.

Литература

1. N.I. Chkhalo *et al.* // Precision Engineering, V.48, pp.338–346 (2017).
2. A. Keller *et al.* // NIM B, 267, 656–659 (2009).
3. Xu Lu *et al.* // Chin. Phys. B, 24(1), 018704 (2015).
4. J.H. Campbell *et al.* // Proc. SPIE 5341, 84–101 (2004).
5. G.A. Newburgh, M. Dubinskii // Proc. of SPIE, 9081, 908110-1 (2014).

Модификация стенда АСМ для измерений криволинейных поверхностей

М.В. Зорина*, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

mzor@ipmras.ru

В работе предложена модификация стенда для измерения шероховатостей оптических поверхностей на основе атомно-силового микроскопа. Предложен новый способ «двойного» подвода кантилевера к поверхности сильновогнутых образцов.

В современной биологии и медицине стоит задача получить изображение внутренней структуры клеток с разрешением в десятки нанометров. Для этой цели разрабатываются микроскопы, работающие в области мягкого рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 2.3-4.4 нм в так называемом «окне прозрачности воды» [1]. Ключевым элементом, определяющим пространственное разрешение микроскопа, является проекционный объектив. В качестве изображающего объектива используется объектив Шварцшильда с многослойным покрытием. Объектив состоит из двух зеркал, пространственное разрешение объектива обратно пропорционально числовой апертуре вогнутого проекционного объектива NA и определяется как

$$\delta x = \frac{0,61 \times \lambda}{NA} \quad (\phi 1)$$

Для получения изображения необходимо контролировать шероховатость кварцевых подложек для объективов по всей поверхности.

В работе [2] нами был разработан стенд на основе атомно-силового микроскопа «Ntegra Prima» (NT-MDT) для измерения вогнутых поверхностей с параметрами числовой апертуры 0,25. Проблемы в измерении подложек с большей числовой апертурой состоят в необходимости выстраивать поверхность образца в точке измерения перпендикулярно сканирующему зонду. Поэтому для измерений по внешнему краю объективов приходится сильно наклонять образцы относительно горизонтали, что приводит к артефактам измерений (рис 1.).

Для решения данной проблемы нами была предложена система «двойного» подвода исследуемого

образца к зонду кантилевера (рис 2). Образец расположен на треугольной пластине, которая с помощью трех микровинтов поворачивает поверхность образца в нужную плоскость. Головка зонда

так же крепиться к треугольной пластине с микровинтами, за счет которых осуществляется поворот и подъездной механизм зонда к поверхности исследуемого образца. Вся система подвешена на дополнительных пружинах, которые убирают внешние помехи.

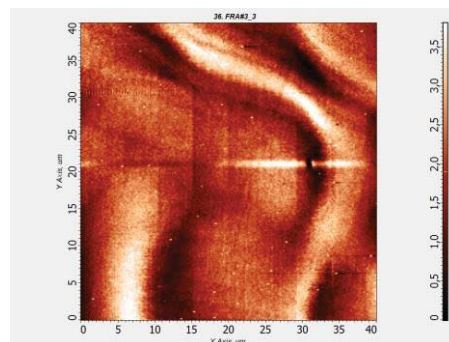


Рис. 1. Кадр АСМ с артефактами измерений вогнутой кварцевой подложки при ее сильном наклоне относительно горизонтали

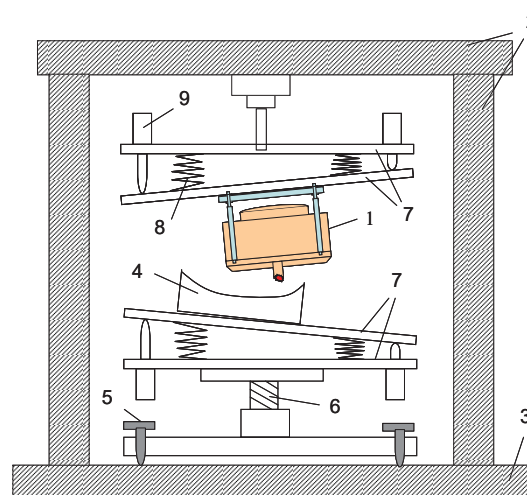


Рис. 2. Стенд для измерения шероховатости оптических поверхностей: 1 – головка АСМ, 2 – балка, 3 – основание измерительной системы, 4 – образец, 5 – Установочные винты, 6 – грубый подъемный винтовой механизм, 7 – треугольная платформа, 8 – пружины, 9 – микровинты

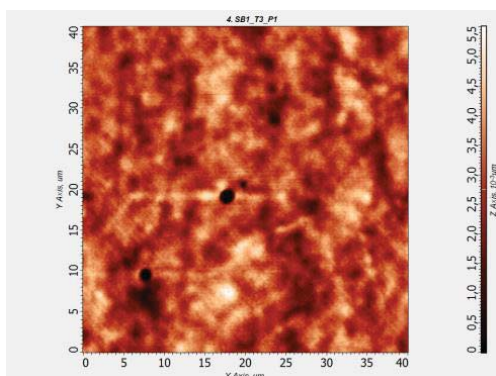


Рис. 3. Кадр АСМ с артефактами измерений вогнутой кварцевой подложки при ее сильном наклоне относительно горизонтали

С помощью данного стенда нами была измерена шероховатость оптических объективов для рентгеновского микроскопа с числовой апертурой 0,3 (рис. 3).

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема № 0035-2014-0204) с ис-

пользованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН и при поддержке грантов РФФИ: 17-02-00640, 19-02-00631.

Литература

1. I. V. Malysheva, A. E. Pestova, V. N. Polkovnikova, N. N. Salashchenko, M. N. Toropova, and N. I. Chkhalo «Current State of Development of a Microscope Operating at a Wavelength of 3.37 nm at the Institute of Physics of Microstructures of the Russian Academy of Sciences», *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, 2018, Vol. 12, No. 6, pp. 1253–1263.
2. N. I. Chkhalo, N. N. Salashchenko and M. V. Zorina, «Note: A stand on the basis of atomic force microscope to study substrates for imaging optics», *Rev. Sci. Instrum.* 86, 016102 (2015).

Исследование механических и термических свойств свободновисящих пленок на основе нанокompозитных материалов MoSi_2N_x и ZrSi_2N_y

С.Ю. Зувев, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин*, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*tsybin@ipmras.ru

Проведено сравнение механической прочности свободновисящих пленок MoSi_2N_x и ZrSi_2N_y , показано, что их предельная прочность (при сравнимых толщинах) близка и не зависит от доли содержания азота. Продемонстрировано, что коэффициент пропускания пленок ZrSi_2N_y на длине волны 13,5 нм лишь незначительно превосходит коэффициент пропускания пленок MoSi_2N_x той же толщины (напыленных при одном и том же парциальном давлении азота). Пленки ZrSi_2N_y в качестве защитных покрытий показали лучшую эффективность по сравнению с MoSi_2N_x .

Введение

Известно, что тонкопленочные покрытия из нанокompозитных материалов вида Me-Si-N (Me- металл) демонстрируют высокую термостабильность и стойкость к окислению [1]. Подобные структуры могут представлять интерес в качестве термически стойких свободновисящих пленочных структур мягкого рентгеновского и экстремально ультрафиолетового (ЭУФ) диапазона. Пленки с высокой термостойкостью очень востребованы в качестве абсорбционных фильтров и защитных пленок в ЭУФ литографии, а также для лабораторных экспериментов с плазменными источниками ЭУФ излучения. Помимо термостойкости, пленки должны как правило обладать также высокой механической прочностью (так как сверхтонкие свободновисящие пленки очень хрупки) и высоким пропусканием в рабочем диапазоне длин волн.

Наши предыдущие исследования силицидов циркония и молибдена показали, что они обладают сравнительно низкой термостабильностью (пленки начинают стягиваться в месте нагрева уже при плотности поглощенной мощности 0,3-0,5 Вт/см² [2]). Целью данного исследования было выяснить, как азотирование повлияет на оптические, термические и механические свойства силицидных пленок.

Оптические свойства

В данной работе исследовались свойства азотированных пленок силицидов прозрачных на рабочей длине волны 13,5 нм металлов Mo и Zr. Азотиро-

ванные пленки изготавливались путем распыления мишеней силицидов металлов в смеси газов аргона и азота. Поток газов контролировался независимо. Количество азота в пленках не исследовалось, приблизительные значения содержания азота были получены путем измерения коэффициента пропускания пленок на длине волны 13,5 нм и сравнением его с расчетом. В таблице 1 приведены измеренные коэффициенты пропускания азотированных пленок MoSi_2 толщиной 140 нм при следующих отношениях парциальных давлений: $p_N/p_{Ar}=1/5, 1/10, 1/20$. Как и следовало ожидать, с уменьшением содержания азота, пропускание на рабочей длине волны растет и постепенно приближается к значению для MoSi_2 без азота (55 %).

Таблица 1. Коэффициенты пропускания азотированных пленок MoSi_2 толщиной 140 нм на длинах волн 633 нм и 13,5 нм в зависимости от парциального давления азота при напылении.

Структура	$p_N, \text{ Torr}$	T(13,5 нм), %	T(633 нм)
$\text{MoSi}_2\text{N}_{1.5}$	1×10^{-4}	35,4	0,027
MoSi_2N	$0,5 \times 10^{-4}$	40,3	0,01
$\text{MoSi}_2\text{N}_{0.5}$	$0,25 \times 10^{-4}$	45,4	0,005

Возможным преимуществом ZrSi_2N_y пленок по сравнению с MoSi_2N_x является то, что при той же толщине пленки и том же количестве азота в пленке, коэффициент пропускания на длине волны 13,5 нм больше (по крайней мере, по расчету). Однако, измеренное пропускание (41,2%) трехслойной структуры ZrSi_2N_y -35 нм/ MoSi_2N -70 нм/ ZrSi_2N_y -35 нм (силициды распылялись при одном и том же

парциальном давлении азота) оказалось лишь незначительно выше, чем у структуры MoSi₂N-140 нм (40,4%), тогда как по расчету разница должна составлять около 4% в абсолютных величинах. Такое несоответствие может быть связано с тем, что при одинаковом парциальном давлении азота в камере, содержание азота в пленке ZrSi₂N_y оказывается выше, чем в пленке MoSi₂N_x (то есть $y \approx 1,3$, тогда как $x \approx 1$).

Более важным оказалось то, что пленки ZrSi₂N_y проявили себя лучше в качестве защитных покрытий. Так, эксперимент с облучением УФ излучением (для активации процессов окисления) на воздухе в течение 6 часов пленок Al-150 нм с двухсторонними MoSi₂N-3,5 нм и с ZrSi₂N_{1,3}-3,5 нм покрытиями показал, что коэффициент пропускания на длине волны 58,4 нм (который очень чувствителен к появлению в пленке примесей) в первом случае снизился с 18,8% до 15,8%, в то время как во втором с 19,0% до 17,8%.

Механические свойства

Результаты испытаний свободновисящих пленок на предельный перепад давления приведены в таблице 2. Пленки вылавливались на кремниевые рамки со сквозным отверстием диаметром 2,5 мм и измерялся предельный перепад между сторонами, при котором происходил разрыв пленки. В таблице приведены средние (по 12 успешным испытаниям) значения перепада.

Таблица 2. Предельные перепады давления между сторонами пленки, при котором пленка повреждается (усредненные значения по 12 попыткам, диаметр отверстия 2,5 мм).

Структура, нм	$\Delta p_{\text{среднее}}$ (атм)
MoSi ₂ -140	0,333
MoSi ₂ N _{0,5} -140	0,306
ZrSi ₂ N _{1,3} -3,5/ MoSi ₂ N-133/ ZrSi ₂ N _{1,3} -3,5	0,323
(MoSi ₂ N-3.5/ ZrSi ₂ N _{1,3} -3.5)×20	0,27
MoSi ₂ N-140	0,334

Из таблицы видно, что предел прочности у всех испытанных пленок близок и в пределах погрешности (стандартное отклонение для всех измерений около 0,1 атмосферы) не зависит от содержания азота. Однако эти данные ничего не говорят о хрупкости пленок, для определения которой нужно знать еще величину прогиба пленки в центре от-

верстия, которая в данных экспериментах не измерялась.

Если же судить на качественном уровне, то с увеличением содержания азота пленки охрупчиваются, на что косвенно указывает рост количества возникающих трещин при снятии пленок с подложки, а также рост количества неудачных испытаний на перепад давлений (когда образцы лопаются при минимальном приложенном перепаде).

Термическая стойкость

Проводился нагрев свободновисящих пленок в вакууме ($p=10^{-7}$ Торр) за счет джоулева тепла, выделяющегося при пропускании через пленку электрического тока. Пленки MoSi₂N-140 нм, также как и MoSi₂N_{0,5}-140 нм, выдержали суточный вакуумный отжиг при поглощенной мощности 1,5 Вт/см². Провести прямое сравнение термической стойкости азотированных MoSi₂ и ZrSi₂ пленок используя токовый нагрев не удалось, так как пленка ZrSi₂N_y оказалась сравнительно токонепроводящей. Вакуумный отжиг структуры ZrSi₂N_{1,3}-35 нм/MoSi₂N-70 нм/ZrSi₂N_{1,3}-35 нм при плотности поглощенной мощности 2 Вт/см² в течение суток указывает на то, что термическая стойкость ZrSi₂N_{1,3} пленок сравнима или может быть даже выше, чем у пленок MoSi₂N. После отжига вид и оптические свойства пленки ZrSi₂N_{1,3}/MoSi₂N/ZrSi₂N_{1,3} не изменились, в то время как при лазерном вакуумном отжиге MoSi₂N_{0,5} пленки при 2 Вт/см² в пятне нагрева наблюдалось натяжение и рост пропускания на длине волны 633 нм. Тем не менее, для корректного сравнения термической стойкости пленок требуются дополнительные исследования.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема № 0035-2014-0204) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН при поддержке грантов РФФИ № 18-42-520007 и № 19-07-00173.

Литература

1. H. Kung, T. R. Jervis, J.P. Hirvonen *et al.* // J. Vac. Sci. Technol. В V.13, 1126 (1995).
2. С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин и др. // Материалы XX международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Т.1., 377 (2016).

Увеличение дифракционной эффективности голографических решеток в МР и ЭУФ диапазоне

С.Ю. Зуев^{1,*}, Р.С. Плешков¹, М.В. Зорина¹, С.А. Гарахин¹, А.Е. Пестов¹,
Н.Н. Салащенко¹, Н.И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*zuev@ipmras.ru

В работе рассмотрены технологические приемы увеличения эффективности дифракционных решеток в МР и ЭУФ диапазоне, приведены результаты сравнения эффективности исходной голографической решетки изготовленной в Казанском институте прикладной оптики и ее эффективности после применения предлагаемых технических решений.

Введение

Рефлектометр с лазерно-плазменным источником (ЛПИ) имеет в основе монохроматор с оптической схемой Черни-Тернера (рис.1) разработан и применяется в ИФМ РАН [1] для характеристики рентгенооптических элементов.

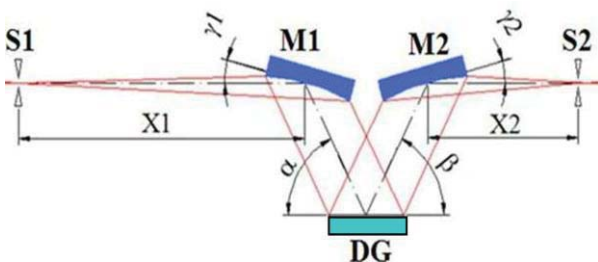


Рис. 1. Схема монохроматора Черни-Тернера

Используемая оптическая схема монохроматора с плоской дифракционной решеткой и двумя зеркальными коллиматорами имеет преимущества перед схемой Роуланда. Первое - фиксированная оптическая ось монохроматора и неподвижное положение его входной и выходной щелей. Второе - возможность применять в зеркалах M1 и M2 асферические поверхности, лишенные сферических aberrаций. Недостатком схемы является наличие двух дополнительных зеркальных поверхностей увеличивающих потери рентгеновского излучения (РИ). Таким образом, общая эффективность монохроматора T_M и аппаратное спектральное разрешение $\Delta\lambda_M$ в схеме Роуланда

$$T_M \sim s^2 \cdot l^2 \cdot D_G; \quad \Delta\lambda_M \sim \frac{(1 + f^2(\Omega_S)) \cdot s}{m \cdot P \cdot R_G} \quad (\Phi 1)$$

в схеме Черни-Тернера

$$T_M \sim s^2 \cdot l^2 \cdot D_G \cdot R_K^2; \quad \Delta\lambda_M \approx \frac{s}{2 \cdot L} \sqrt{\frac{4 \sin^2(\Omega_S/2)}{m^2 \cdot P^2} - \lambda^2} \quad (\Phi 2)$$

для одинаковых входных угловых апертур Ω_S . D_G - коэффициент дифракции решетки, R_K - коэффициент отражения зеркала коллекторов, S - согласованная ширина щели, l - высота щелей, L - расстояние от коллекторного зеркала до соответствующей щели ($s/L = S1/X1 = S2/X2$ см. рис. 1), P - плотность штрихов дифракционной решетки, m - порядок дифракции, λ - длина волны. Из выражений видно, что эффективность монохроматора без ухудшения разрешения можно повысить увеличивая эффективность решетки и эффективность зеркал коллекторов.

Дифракционные решетки

Эффективность дифракционных решеток зависит от технологии их изготовления (нарезные или голографические) и от формы и качества поверхности решетки - параметрами определяемыми изготовителем. Потребитель не всегда имеет возможность приобрести решетки подходящего качества для интересующего спектрального диапазона. Для улучшения характеристик решеток изготовленных в Казанском институте прикладной оптики, было проведено АСМ исследование качества их поверхности и штрихов и первоначальное измерение эффективности дифракции в рабочем диапазоне. О нарезных решетках и способах повышения их эффективности уже сообщалось ранее [2]. Здесь речь пойдет о двух голографических решетках №4

($P=900\text{мм}^{-1}$, $\lambda_{\text{max}}=19.6\text{нм}$) и №2 ($P=300\text{мм}^{-1}$, $\lambda_{\text{max}}=59.0\text{нм}$). АСМ исследование показало низкое качество исходной поверхности решеток рис. 2(а,г). Голографические решетки изготавливаются на пленке-покрытии массивной стеклянной подложки решетки и прямое применение к ним метода ионной полировки оказывается не возможным. Решетка №4 с наиболее коротким периодом штриха была покрыта тонким слоем Si , и затем отполирована ионным травлением. Положительный АСМ результат этой операции приведен на рис. 2(б). Решетка №2 не подвергалась такой полировке, в силу того, что период штриха значительно больше и рассчитана она на более длинноволновую область РИ, где влияние шероховатости сказывается меньше. На завершающем этапе модификации решеток на них нанесли отражающие покрытия с учетом диапазона

применения: решетка №4 – бислоем Cr/C [3], решетка №2 – пленка Be . Результаты измерений эффективности дифракции в рабочих диапазонах длин волн исходных и модифицированных решеток представлены на рис.2(в) (решетка №4) и рис. 2(д) (решетка №2).

В рамках работы была также исследована эффективность ПВО R_K покрытия Be в рабочем диапазоне длин волновой решетки. Результаты этих измерений для рабочего угла ПВО $\gamma_1=\gamma_2=3^\circ$ и угла блеска решетки $(\alpha+\beta)/2=6^\circ$ приведены на рис. 2(е). Там же приведены результаты расчета коэффициента полного внешнего отражения для пленки Be выполненные на интернет сервисе центра рентгеновской оптики в Беркли http://henke.lbl.gov/optical_constants/.

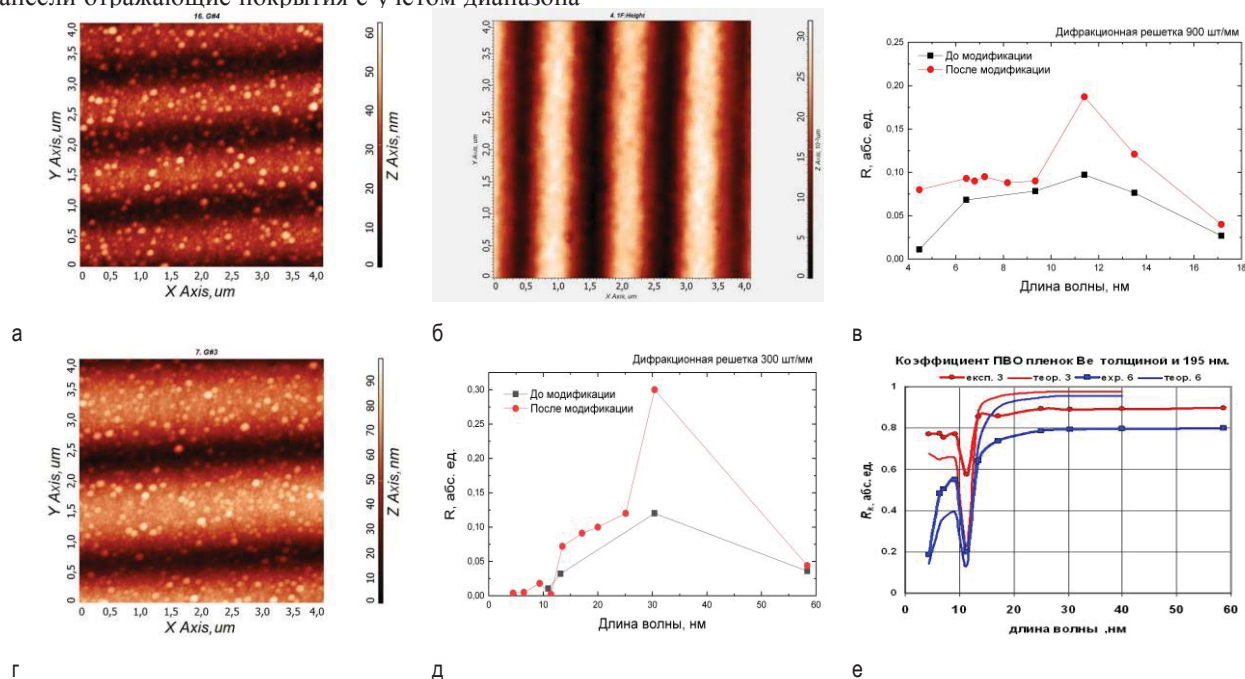


Рис. 2. Характеристики поверхности решеток №4 (а – исходная, б – после модификации поверхности) и №2 (г – исходная), эффективность решетки №4(в) и №2(д) до и после модификации, эффективность ПВО пленки Be на решетке №2(е)

Выводы

Предложенная методика модификации поверхности голографических решеток позволяет увеличить их эффективность в два раза и соответственно повысить во столько же светосилу рефлектометра. Применение высокоэффективных отражающих покрытий на коллекторных зеркалах позволяет существенно понизить негативный эффект от дополнительных отражающих поверхностей. В целом, рефлектометр по схеме Черни-Тернера позволяет производить измерения с более высоким разреше-

нием без потери светосилы по сравнению с ранее применявшимися монохроматорами.

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2014-0204, при поддержке грантов РФФИ 19-02-00081, 18-02-00588, 18-32-00671, 18-07-00633 и 17-02-00640.

Литература

1. С.А. Гарахин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев и др. // Квантовая электроника, Т. 47 (4), 385 (2017).
2. М.В. Зорина, С.Ю. Зуев, М.С. Михайленко и др. // Письма в ЖТФ, Т. 42 (16), 34 (2016).
3. N.I. Chkhalo, P.K. Gaikovicha, N.N. Salashchenko et al. // Thin Solid Films, V. 598, 156 (2016).

Влияние пространственных размеров рентгеновского пучка на рассеяние многослойной дифракционной решеткой

А.В. Карпов, В.И. Пунегов*

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.

*vpunegov@dm.komisc.ru

Разработана теория рассеяния пространственно ограниченных рентгеновских пучков на многослойной дифракционной решетке (МДР). Из-за малых углов падения жесткого рентгеновского излучения на МДР, при повороте исследуемого образца имеет место существенное изменение площади засветки рентгеновским пучком поверхности МДР. Это означает, что с поворотом МДР изменяется количество штрихов решетки, участвующих в процессе дифракционного отражения. В работе исследовано влияние размеров щелей трехосевой дифракционной схемы на угловое распределение интенсивности рассеяния от МДР в обратном пространстве.

Введение

Теория рассеяния на многослойных дифракционных решетках (МДР) для плоской волны жесткого рентгеновского излучения рассмотрена в [1,2]. Для анализа экспериментальных данных в этой теории были сделаны определенные приближения, в частности, была введена в рассмотрение функция Войта, описывающая угловое распределение интенсивности рассеяния в латеральном направлении обратного пространства или учитывалась инструментальная функция трехосевой дифракционной схемы. Это позволило рассчитать большие массивы данных в виде карт в обратном пространстве (reciprocal space maps (RSM)). Поскольку в эксперименте как падающий, так и дифракционный рентгеновский пучок пространственно ограничен наличием щелей и коллиматоров, возникла потребность в развитии соответствующей теории, чему посвящена настоящая работа.

Теория

Динамическая теория дифракции пространственно ограниченных пучков в совершенном кристалле разработана в [3]. В нашем рассмотрении мы используем формализм, который при определенных условиях приводит к результатам [3].

На рис.1 показана схема трехосевой рентгеновской дифракции, где исследуемым образцом является МДР (MLG). Здесь S - источник рентгеновского излучения, M - монохроматор, A - анализатор, D - детектор. Размер падающего и отраженного рент-

геновского пучка задается щелями S_1 и S_2 , соответственно.

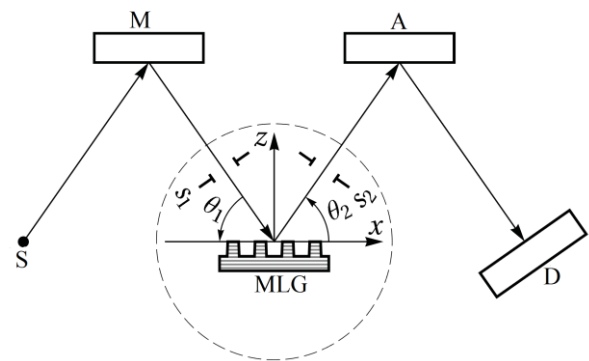


Рис. 1. Схематическое изображение трехосевой дифракции ограниченных пучков на МДР

Введем прямоугольную систему координат, оси x и y которой параллельны входной поверхности МДР, а ось z перпендикулярна к ней и направлена вверх, причем xOz образует плоскость дифракции. Сигнал, поступающий в детектор D (рис.1) в результате последовательных дифракционных отражений от монохроматора, МДР и анализатора описывается следующей сверткой:

$$P_D = \iint dq'_x dq'_z f(q'_x, q'_z) P_{MLG}(q_x + q'_x, q_z + q'_z) \quad (1)$$

Инструментальная функция в (1), связанная с коэффициентами отражения от монохроматора R_M и анализатора R_A в трехосевой схеме (+, -, +), имеет вид:

$$f(q_x, q_z) = R_M(\sigma_x + \sigma_z) R_A(-\sigma_x + \sigma_z) \quad (2)$$

Здесь $\sigma_x = q_x \lambda / (4\pi \sigma_B)$, $\sigma_z = q_z \lambda / (4\pi)$, $\sigma_B = \lambda / (2d)$, λ – длина рентгеновской волны, d – период многослойного рентгеновского зеркала (МРЗ), q_x и q_z – проекции вектора отклонения от узла обратной решётки первого дифракционного порядка МРЗ. Коэффициенты отражения кристаллов вычисляются по формуле: $R(\vartheta) = |\chi_h / (p + sq)|^{2n}$, где n – кратность отражения от кристалла, $\chi_{0,h}$ – его Фурье коэффициенты рентгеновской поляризуемости, θ_B – угол Брэгга, $p = \chi_0 + \vartheta \sin 2\theta_B$, $q = (p^2 - (\chi_h)^2)^{1/2}$, s – знак мнимой части q .

Нормированный коэффициент отражения пространственно ограниченных пучков от МДР равен $P_{MLG}(q_x, q_z) = |R_{MLG}(q_x, q_z)|^2$, где

$$R_{MLG} = \max\left(\frac{s_1}{\lambda}, \frac{s_2}{\lambda}\right) \sum_m \int d\sigma g_1(\sigma - \sigma_B - \sigma_x - \sigma_z) \times g_2(\sigma - \sigma_B + \sigma_x - \sigma_m - \sigma_z) R_{MLG}^m(\sigma) \quad (3)$$

Здесь $g_i(\sigma) = (k_i \sigma)^{-1} \sin(k_i \sigma)$, $k_i = \pi s_i / \lambda$, $\sigma_m = m \lambda / (\Lambda \sigma_B)$, Λ – период МДР.

Амплитудный коэффициент отражения R_{MLG}^m дифракционного порядка с номером m в приближении двух сильных волн вычисляется по рекуррентной процедуре. Для этого МДР разбивается на L элементарных слоёв. Начиная с нижнего слоя $R_{MLG}^m = R_L = 0$, вычисляем $R_{MLG}^m = R_l$ по формуле:

$$R_{l-1} = - \frac{\left(p - iq \cot\left(\frac{\pi q \Delta_l / \lambda}{2\sigma_B - \sigma}\right) \right) R_l + \chi_h \Gamma_m}{\left(p + iq \cot\left(\frac{\pi q \Delta_l / \lambda}{2\sigma_B - \sigma}\right) \right) + b \chi_{-h} \Gamma_m R_l} \quad (4)$$

где $l = 1, 2, \dots, L$, $b = 2\sigma_B / \sigma - 1$, $\Gamma_m = \sin(\pi m \Gamma_0) / (\pi m)$, Γ_0 – отношение ширины отражающей полосы к периоду МДР в середине l -го слоя, Δ_l – толщина l -го слоя, $p = \chi_0 \Gamma_0 \sigma_B / \sigma + 2\sigma_B (\sigma - \sigma_B - \sigma_m / 2)$, $q = (p^2 - b \chi_h \chi_{-h})^{1/2}$, $\chi_0 = \gamma (\chi_{ab} - \chi_{sp}) + \chi_{sp}$, $\chi_{h,-h} = (\chi_{ab} - \chi_{sp}) \sin(\pi \gamma) e^{\pm i \pi \gamma} / \pi$, где χ_{ab} и χ_{sp} – рентгеновские поляризуемости слоев поглотителя и разделителя МДР соответственно, γ – отношение толщины слоя поглотителя к периоду МРЗ.

Численное моделирование

На рис. 2 и 3 представлены результаты численного моделирования рентгеновского рассеяния на МДР Ni/C с периодом зеркала $d = 3.9$ нм и $\gamma = 0.37$. Длина волны σ -поляризованного рентгеновского излучения составила $\lambda = 0.154$ нм. Форма отражающих полос МДР была прямоугольной, шириной 0,28 мкм, высотой 0,156 мкм, общая высота МДР (с учетом

нижней части МРЗ, на которой лежат полосы МДР) – 0,273 мкм, период МДР – $\Lambda = 0.8$ мкм. Использовалось 2-х кратное отражение от монохроматора $Si(111)$ и однократное отражение от анализатора $Ge(111)$. Размеры входной и выходной щели выбирались одинаковыми. На рис. 2 представлены карты интенсивности рассеяния в логарифмическом масштабе для щелей шириной 100 (а) и 1 мкм (б).

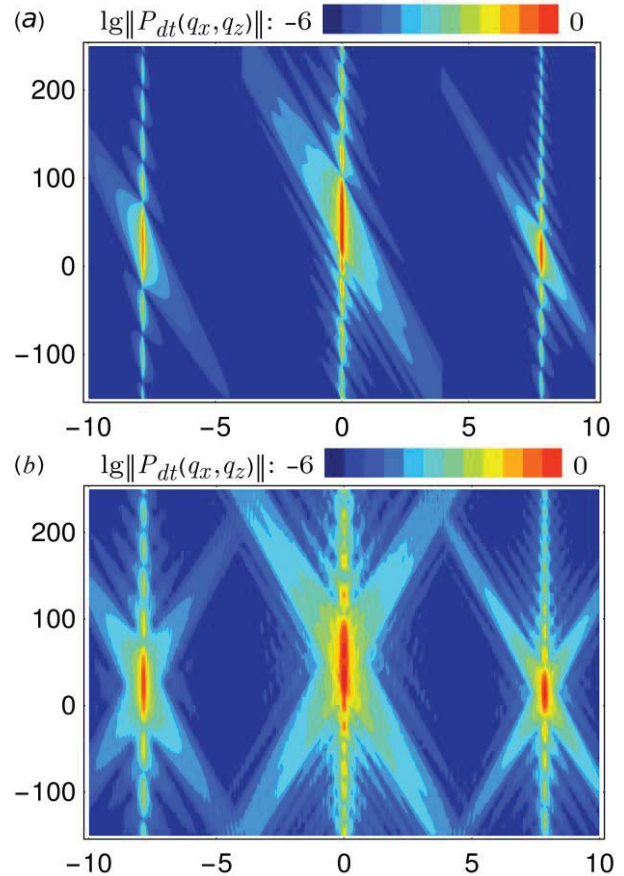


Рис. 2. Карты распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве с учетом инструментальной функции (мкм^{-1}); размер щелей: 100 мкм (а), 1 мкм (б)

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 18-10-2-23) и РФФИ (проект №17-02-00090).

Литература

1. Пунегов В.И. и др. // Поверхность. № 1, 58 (2003)
2. Пунегов В.И. и др. // Известия РАН. Сер. физ. Т.68, 540 (2004)
3. V.I. Punegov et al. // J.Appl.Cryst. V. 50, 1256 (2017)

Многослойные зеркала Ag/Y для спектрального диапазона 9-11 нм

Д.С. Квашенников*, С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

*pltcm9@outlook.com

Экспериментально исследовано влияние барьерных слоев углерода, карбида бора и кремния на свойства многослойных рентгеновских зеркал Ag/Y, предназначенных для спектрального диапазона 9 -11 нм.

Введение

Диапазон длин волн 9-11 нм представляет интерес для ряда приложений. Например, для рентгеновской астрономии. На длине волны 9,34 нм в спектре солнечной короны можно увидеть характерную линию FeXVIII, наблюдение за которой позволяет сделать выводы об атомных процессах, управляющих состоянием этой части солнечной атмосферы [1]. Другое направление связано с созданием объектов для проекционной литографии с рабочей длиной волны короче 13,5 нм. В частности, интерес представляет $\lambda=10,8$ нм, на которую приходится максимум излучения ксеноновой плазмы [2]. Таким образом возникает задача разработки и синтеза многослойных зеркал для этого спектрального диапазона.

В диапазоне 9-11 нм одним из слабопоглощающих материалов является иттрий. В работе [3] показано, что теоретически коэффициенты отражения иттрий-содержащих зеркал могут достигать 65%. Отражение реальных зеркал существенно уступает теоретическому. Так хорошо изученная структура Mo/Y имеет максимальное отражение около 30% при теоретических 42% [4]. Теоретически большим коэффициентом отражения обладает структура Ag/Y (теоретический максимум отражения на длине волны 9,34 нм 60%). В работе [5] было показано, что структура Ag/Y имеет высокую межслоевую шероховатость. Настолько большую, что авторы сочли ненужным изучать отражение от зеркала на целевой длине волны. Кроме того, в работе не приводится никаких численных значений шероховатости.

Таким образом остается вопрос определения конкретных значений коэффициента отражения и величины межслоевой шероховатости для зеркал

Ag/Y. Это является первой задачей, решавшейся в ходе проведения настоящего исследования.

Вторая задача связана с изучением возможности уменьшить протяженность переходных областей на границах между материалами структуры. Для этого в нашей работе использовалась методика барьерных слоев. Она заключается во введении между основными элементами зеркала третьего материала, либо предотвращающего взаимодействие между серебром и иттрием, либо сглаживающим образом влияющего на процессы кристаллизации – в любом случае необходимо найти состав зеркала с меньшей, чем у исходного, шероховатостью. Таким образом, второй целью данной работы стало изучение влияния барьерных слоев на характеристики многослойных зеркал Ag/Y.

Многослойные зеркала методом магнетронного напыления осаждались на гладкие (величина среднеквадратичной шероховатости порядка 0,2 нм) кремниевые пластины. Структурные параметры зеркал определялись с использованием расширенной модели [6] по данным малоугловой рентгеновской дифракции (длина волны 0,154 нм) и измерениям в окрестности длины волны 9,34 нм, выполненным рефлектометре со спектрометром-монохроматором РСМ-500. Период зеркал около 5 нм. Доля серебра в периоде 0,4.

Результаты

Прежде всего, в работе был обнаружен эффект чувствительности структуры по отношению к материалу верхнего слоя. Образец с Ag в качестве верхнего слоя не имеет чётких пиков (рис.1). Следует заметить, что эта зависимость совпадает с полученной авторами [5]. Предположительно, причина такой зависимости в окислении верхних слоев структуры. Картину существенно меняет изменение

верхнего слоя. В одном случае им был иттрий, в другом пленка углерода толщиной 4 нм. В структуре появляется модуляция, отчетливо проявляются дифракционные пики.

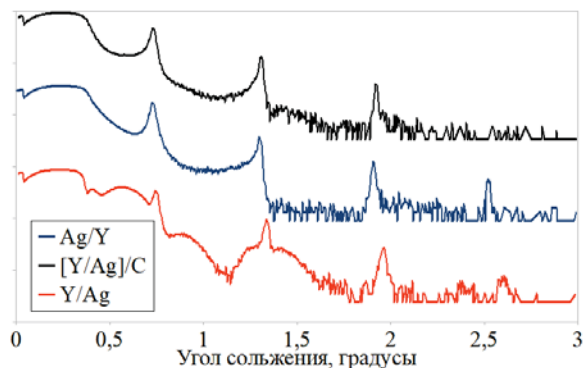


Рис. 1. Результат малоугловой рентгеновской дифракции для зеркал Y/Ag, [Y/Ag]/C и Ag/Y (в этой записи последний элемент соответствует верхнему слою)

По результатам моделирования первоначальной структуры Ag/Y в рамках расширенной модели шероховатость границы Ag-на-Y 0,69 нм, а Y-на-Ag 1,34 нм. А коэффициент отражения составил всего 4%.

В качестве барьерных материалов были выбраны углерод C, карбид бора B_4C и кремний Si. Первые два обладают низкой химической активностью и малым поглощением, Si демонстрирует сглаживающий эффект на границе типа металл-металл.

Образцы с углеродом предположительно по причине высоких внутренних напряжений отслоились от подложки.

Результаты измерений на длине волны 0,154 нм зеркал Ag/Y с B_4C и Si, наносимыми на разные границы представлены на рис. 2 и 3. Толщина барьерного слоя около 0,35 нм.

И для B_4C , и для Si наблюдается одинаковая зависимость. При осаждении барьерного материала на поверхность Ag шероховатость ниже, чем при осаждении на поверхность Y. Для лучших вариантов (барьер на Ag) переходная область Y-на-Ag имеет протяженность 1,32 нм (барьер B_4C) и 1,13 (барьер Si). При этом переходная область Ag-на-Y имеет 0,54 нм для B_4C и 0,47 нм для Si. Таким образом в обоих случаях имеет место уменьшение шероховатости, но для барьера Si этот эффект выражен сильнее.

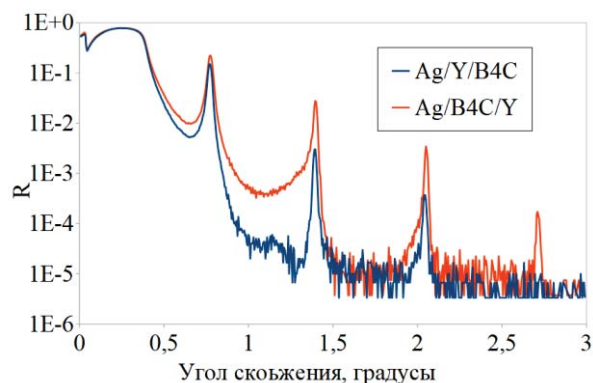


Рис. 2. Маглюгловая дифрактометрия зеркал с B_4C

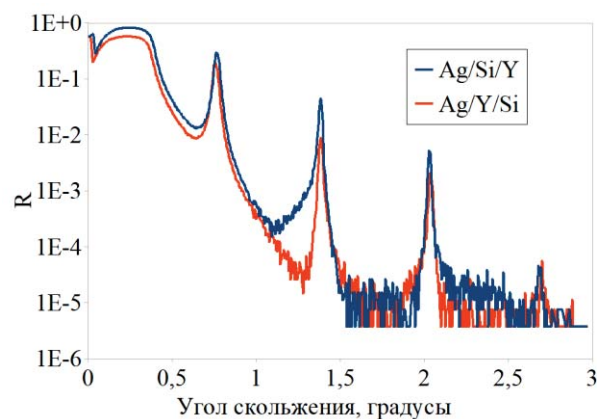


Рис. 3. Маглюгловая дифрактометрия зеркал с Si

Максимальный коэффициент отражения в 18% (на 9,34 нм) был у образца Ag/Y/Si.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-02-00081. В части синтеза Ag/Y покрытий поддержка оказана грантом РФФИ № 17-12-01227.

Литература

1. D. Martínez-Galarce, Regina Soufli, David L. Windt *et al.* // *Opt. Eng.*, V. 59, No2, 095102-1 (2013).
2. N. I. Chkhalo, S. A. Garakhin, A. Ya. Lopatin *et al.* // *AIP Advances*, V. 8, 105003 (2018).
3. Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев, Д.С. Квашенников *и др.* // *Материалы XXII симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника»*, 409 (2018).
4. Zhanshan Wang, Hongchang Wang, Jingtao Zhu *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 89, 241120 (2006).
5. Claude Montcalm, Patrick A. Kearney, J. M. Slaughter, *et al.* // *Appl. Opt.*, 35(25), 5134 (1996).
6. M. Svechnikov, D. Pariev, A. Nechay *et al.* // *J. Appl. Cryst.*, V. 50, 1428 (2017).

Комплекс SOLPEX для исследования излучения Солнца в мягком рентгеновском диапазоне волн

С.В. Кузин¹, А.С. Кириченко¹, М. Шешлитский², Я. Сильвестр², М. Сиарковский², Жд. Штафорц², С. Плошанек², Я. Бакала², Я. Барилак², П. Подгорский², Д. Шисловский², М. Ковалинский², С.А. Богачев¹, А.А. Перцов¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр, 53, Москва, 119991.

² Отделение физики Солнца института космических исследований ПАН, ул. Коперника, 18, Вроцлав, Польша.

*kuzin@lebedev.ru, js@cbk.pan.wroc.pl

В комплекс SOLPEX входят 2 инструмента, для регистрации мягкого рентгеновского излучения Солнца, входящих в аппаратуру "КОРТЕС", которая будет установлена на борту Международной космической станции. Первый - быстровращающийся многокристальный Брегговский спектрометр, предназначенный для регистрации солнечных спектров в диапазоне 0.4А - 23А с временным разрешением не хуже 0.1 секунды. Второй инструмент представляет собой камеру-обскуру с фокусным расстоянием 58 см. Инструмент имеет поле зрения 2х2 градуса и угловое разрешение 2 угловых минуты, временное разрешение до 0.2. секунд. Энергетический диапазон определяется входным фильтром и составляет 1-10 КэВ, а энергетическое разрешение 0.5КэВ. Комбинация этих двух инструментов позволяет локализовать горячие солнечные источники в короне, определять их скорость и проводить спектральную диагностику.

Введение

Исследования Солнца в мягком рентгеновском диапазоне спектра начались практически одновременно с началом эры космических исследований. Первый эксперимент по регистрации коротковолнового излучения солнечной короны был проведен в 1957 году на 2-м искусственном спутнике Земли [1]. В 1963-1965 гг были получены первые рентгеновские изображения Солнца в сериях советских и американских экспериментов с использованием камер-обскур[2,3]. По мере прогресса в физике Солнца, направленность космических солнечных исследований в 70-80 гг прошлого века сместилась в спектроскопию. Это обусловлено тем, что в большинстве активных процессов в солнечной короне температура плазмы достигает нескольких миллионов градусов, в результате чего подавляющая часть энергии электромагнитного диапазона выделяется в мягкой рентгеновской (МР) области в линиях многозарядных ионов с высокой степенью ионизации. С этого времени МР спектроскопия плазмы стала мощным инструментом для исследования свойств процессов энерговыделения в солнечной короне. Была проведена серия космических экспериментов, в которой были получены значимые результаты по солнечной физике [4-6]. В настоящее время, с развитием оптики вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) и МР диапазонов, интерес к МР спектроско-

пии снизился, но она до сих пор остается значимым инструментом исследования процессов в корональной плазме.

Комплекс аппаратуры «Кортес»

В ФИАН разрабатывается комплекс аппаратуры «Кортес», предназначенный для изучения солнечной короны на международной космической станции [7]. «Кортес» является многоканальным инструментом и включает в себя 8 независимо работающих приборов (табл.1).

Начало работы на орбите аппаратуры «Кортес» в настоящее время планируется на 2024 год, что соответствует максимуму солнечной активности. Поэтому основными задачами эксперимента является исследование вспышечных процессов на Солнце, которые характеризуются большими объемами выделяемой энергии, быстрыми временами развития и высокими температурами плазмы. Эти исследования планируется проводить методом изображающей спектроскопии, который заключается в регистрации этих процессов одновременно спектральными и изображающими приборами. Т.к. вспышки на Солнце довольно трудно предсказуемы, для их регистрации будет реализован квазинепрерывный режим наблюдения полного диска Солнца с высоким временным разрешением.

Таблица 1. Состав комплекса аппаратуры «Кортес»

Канал	Спектральный диапазон	Назначение
Телескоп Т1	195 Å	Изображения короны и вспышек
Телескоп Т2	304 Å	Изображения переходного слоя
Телескоп Т3	584 Å	Изображения хромосферы
Спектрогелиограф С1	180–210 Å	Спектры полного диска Солнца
Спектрогелиограф С2	280–335 Å	Спектры полного диска Солнца
Спектрогелиограф Mg	8.42 Å	Изображения вспышек и активных областей в линии иона MgXII
Спектрометр RDS	0.3–22.8 Å	Спектры вспышек и активных областей
Камера-обскура РНІ	0.5–15 KeV	Изображения вспышек и активных областей

Телескопы Т1-Т3 предназначены для регистрации структур в широком диапазоне температур, от 20 тыс. градусов, до 1.4 млн. градусов, и соответствующим им высотам от хромосферы до ближней короны. Особенностью телескопа Т1 является то, что в этом спектральном диапазоне находится интенсивная линия иона Fe XXIV с температурой возбуждения 10 млн. градусов, характерной для вспышек. Таким образом, этот канал является необходимым для комплексного исследования вспышек с помощью спектрогелиографов и спектрометров.

Спектрогелиографы С1 и С2 регистрируют полный диск Солнца. Они имеют спектральное разрешение около 0.03 Å на ячейку и пространственное – около 3 угл.сек. в перпендикулярном направлении. Благодаря наблюдению всего диска Солнца, регистрация спектров вспышек с помощью таких инструментов гораздо более информативна и удобна, чем с помощью щелевых спектрометров. При этом информация о пространственной конфигурации исследуемых структур будет получена из телескопов Т1 и Т2.

Спектрогелиограф Mg является монохроматическим прибором, регистрирующим изображение солнечных структур с температурой выше 4 млн. градусов в линии дублета MgXII. Значимость этого канала заключается в том, что он локализует положение только горячих источников в короне.

Спектрометр RDS и камера-обскура РНІ объединены в комплекс SOLPEX, который разрабатывается

в отделении физики Солнца польской академии наук.

Весь комплекс «Кортес» управляется бортовым компьютером, размещенном внутри герметичного отсека служебного модуля российского сегмента МКС.

Вращающийся барабанный спектрометр RDS

Вращающийся барабанный спектрометр RDS предназначен для получения спектров Солнца в диапазоне 0.3–22.9 Å со спектральным разрешением 0.11–1.1 mÅ, в зависимости от поддиапазона, и временным разрешением около 0.1 секунды. Регистрируемый спектральный диапазон включает в основном линии многозарядных ионов с высокой степенью ионизации, которая характерна для вспышечных процессов. Спектральная информация RDS будет дополняться спектральной информацией спектрогелиографов С1 и С2, изображениями телескопа Т1, спектрогелиографа Mg и камеры-обскуры РНІ.

Принцип действия инструмента основан на брэгговской дифракции рентгеновского излучения на кристаллах. В RDS 4 пары плоских кристаллов установлены на вращающийся барабан. Дифрагированное излучение регистрируется с помощью кремниевых твердотельных детекторов SDD. Электронный тракт прибора позволяет регистрировать точное положение пары кристаллов и время регистрации каждого фотона, что дает информацию о его энергии.

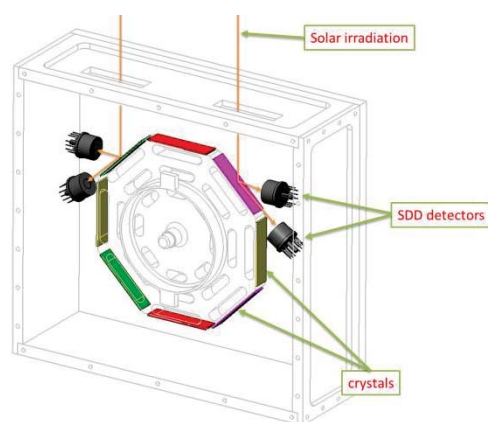
**Рис. 1.** Схема прибора RDS

Схема прибора представлена на рис.1. Типы используемых в спектрометре кристаллов и соответ-

ствующие им спектральные диапазоны представлены в таблице 2.

Таблица 2. Параметры насыщенных пленок некоторых ПАВ.

Канал (количество кристалл стал- лов)	Спек- тральный диапазон (Å)	Спек- траль- ное разре- шение (мÅ)	Кристалл	Срез	2d (Å)
Передний детектор					
1(1)	1.678–2.330	0.11	Si	400	2.715
2 (1)	2.375–3.295	0.15	Si	220	3.840
3 (2)	3.878–5.381	0.25	Si	111	6.2715
4 (1)	4.133–5.735	0.27	Кварц	10-11	6.684
5 (1)	5.265–7.306	1.3	Кварц	10-10	8.514
6 (1)	6.585–9.137	1.3	ADP	101	10.648
7 (1)	16.474– 22.859	6.5	КАР	001	26.640
Задний детектор					
1(1)	0.442–1.618	0.15	Si	400	2.715
2 (1)	0.625–2.288	0.22	Si	220	3.840
3 (2)	1.021–3.737	0.36	Si	111	6.2715
4 (1)	1.088–3.983	0.38	Кварц	10-11	6.684
5 (1)	1.386–5.073	0.49	Кварц	10-10	8.514
6 (1)	1.734–6.345	0.61	ADP	101	10.648
7 (1)	4.337- 15.875	1.5	КАР	001	26.640

В качестве детекторов будут использованы SDD (silicon drift detector): 1шт. (передний детектор) KETEK VITUS H18LE с окном из полимера AP3.3 и 3 шт. KETEK VITUS H50 с окном из бериллия толщиной 12.5 мкм.

Камера-обскура РН

Камера-обскура является простейшим оптическим инструментом, входная апертура которого представляет из себя небольшое отверстие в непрозрачном материале. Камера-обскура имеет ряд преимуществ перед другими оптическими системами: простота изготовления и юстировки, надежность, отсутствие хроматических аберраций и независимость от спектра пропускание.

Хотя камеры-обскуры для рентгеновской астрономии применялись еще в 60-х годах прошлого века [2,3], их применение в современных исследованиях может быть востребовано в случае использования

детектора с энергетическим разрешением и калиброванной эффективностью регистрации. Таким образом, камера-обскура позволяет одновременно получать изображения Солнца, спектр излучения, формирующего изображение, и его фотометрию.

Именно такой подход реализован в канале РН. Ключевым элементом является детектор, регистрирующий рентгеновское излучение. В качестве детектора выбран CMOS сенсор компании Gpixel Gsense 400BSI, форматом 2048×2048 ячеек, размер ячейки 11×11 мкм. Измерения показали, что этот детектор имеет энергетическое разрешение около 0.5 КэВ в диапазоне 1–10 КэВ. Особенность данного сенсора является его короткое время считывания (коло 0.2 секунды) и высокая радиационная стойкость, что позволяет отказаться от механического затвора при регистрации изображений.

Входная апертура размещается на расстоянии 580 мм от плоскости детектора и представляет собой свинцовый диск с отверстием диаметра 0.7 мм, закрытым полиимидной пленкой толщиной 15 мкм.

Такая конфигурация РН обеспечивает поле зрения 2°×2°, и угловое разрешение около 20 угловых секунд.

Основным назначением прибора является локализация горячих источников, их фотометрия и получение дополнительной спектральной информации.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 17-12-01567)

Литература

1. Мандельштам С.Л., Тиндо И.П., Воронько Ю.К. // Искусственные спутники Земли, Вып. 11. (1961)
2. Житник И.А., Крутов В.В., Малявкин Л.П. и др.// Космические исследования, Т. 2, No 6, с. 920 (1964)
3. Blake, R. L.; Chubb, T. A.; Friedman, H.; Unzicker, A. E.// *Astrophysical Journal*, V. 137, p.3 (1963)
4. Neupert, W. M.; Swartz, M.//*Bulletin of the American Astronomical Society*, V. 2, p.211 (1970)

5. Grineva, Yu. I.; Karev, V. I.; Korneev, V. V.; Krutov, V. V. et al// Solar Physics, V. 29, Issue 2, pp.441 (1973)
6. Lang, K. R.; Willson, R. F.; Smith, K. L. et al // Astrophysical Journal, V. 322, Nov. 15, 1987, p. 1035 (1987)
7. Vishnyakov, E. A.; Bogachev, S. A.; Kirichenko, A. S.; et al. // Proceedings of the SPIE, EUV and X-Ray Optics: Synergy Between Laboratory and Space, V 10235 (2017)

Нестационарная дифракция нейтронов на поверхностных акустических волнах

Г.В. Кулин^{1*}, А.И. Франк^{1§}, В.А. Бушуев², Ю.Н. Хайдуков³, Д.В. Рощупкин⁴, S. Vadilonga⁵

¹ Объединенный Институт Ядерных Исследований Дубна, Россия

² Московский Государственный Университет, Москва, Россия

³ Max-Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany

⁴ Институт микроэлектроники, технологий и чистых материалов, РАН, Россия

⁵ Institute for Nanometre Optics and Technology, Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Berlin, Germany

*kulin@nf.jinr.ru, §frank@nf.jinr.ru

Рассмотрена теория дифракции нейтронов на поверхностных акустических волнах (ПАВ). Представлены результаты эксперимента по наблюдению дифракции нейтронов на ПАВ, бегущей как вдоль, так и против направления нейтронной волны, а также и на стоячей ПАВ. Длина волны нейтронов составляла 4.3Å, в качестве образца использовался монокристалл ниобата лития.

Введение

На возможность дифракции нейтронов на поверхностных (рэлеевских) волнах впервые обращалось внимание в работе [1] в связи с проблемой хранения ультрахолодных нейтронов. Позже эта проблема была теоретически проанализирована для случая волн на поверхности жидкости [2]. Дифракция нейтронов на бегущих поверхностных акустических волнах (ПАВ) наблюдалась в работе [3] 1987 г., и до недавнего времени этот эксперимент был единственным.

Дифракция нейтронов на ПАВ

Рассмотрим однородную среду, с эффективным потенциалом U_0 , по поверхности которой бежит акустическая волна $z_s \equiv z(x, t) = a \sin(sQx - \Omega t)$, где $\Omega = 2\pi V/\Lambda$ — частота волны, $Q = 2\pi/\Lambda = \Omega/V$ — длина волнового вектора, a , V и Λ — амплитуда, скорость и длина ПАВ соответственно; $s = +1$, если волна бежит в положительном направлении оси x и $s = -1$ — в отрицательном. Плоская монохроматическая волна $\Psi_0(x, z, t) = \exp[i(k_{0x}x + k_{0z}z - \omega_0 t)]$ падает на границу раздела вакуум-среда под некоторым скользким углом θ_0 . Можно показать, что на поверхности $z_s \equiv z(x, t)$ падающая и дифрагированные волны могут быть представлены в виде сумм с различными амплитудами J_m , x -проекциями волновых векторов k_{mx} и частотами ω_m

$$\Psi_0(x, z_s, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(k_{0z}a) \exp(ik_{mx}x - i\omega_m t), \quad (1)$$

$$\Psi_R(x, z_s, t) = \sum_n \sum_{m'} r_n J_{m'}(-k_{nz}a) \exp[i(k_{nx} + sm'Q)x - i(\omega_n + m'\Omega)t], \quad (2)$$

$$\Psi_T(x, z_s, t) = \sum_n \sum_{m'} t_n J_{m'}(q_{nz}a) \exp[i(q_{nx} + m'Q)x - i(\omega_n + m'\Omega)t]. \quad (3)$$

$$\text{Здесь } k_{mx} = k_{0x} + smQ, \quad \omega_m = \omega_0 + m\Omega, \quad (4)$$

$$q_{nx} = k_{nx}, \quad q_{nz} = (k_{nz}^2 - k_b^2)^{1/2}, \quad k_b = \sqrt{2MU_0}/\hbar.$$

Уравнения непрерывности для волновых функций и их производных на границе $z_s \equiv z(x, t)$ приводят к системе

$$J_m(k_{0z}a_0) + \sum_n r_n J_{m-n}(-k_{nz}a_0) = \sum_n t_n J_{m-n}(q_{nz}a_0), \\ k_{0z}J_m(k_{0z}a) - \sum_n r_n k_{nz}J_{m-n}(-k_{nz}a) = \sum_n t_n q_{nz}J_{m-n}(q_{nz}a). \quad (5)$$

В условиях эксперимента аргументы входящих в (5) функций Бесселя J_m малы, поэтому можно воспользоваться их разложением и учитывать только волны с дифракционными порядками $m = 0, \pm 1$. Принимая во внимание, что $\hbar\omega_m = \hbar^2 k_m^2 / 2M$, где M — масса нейтрона, а также уравнение (4), можно получить, что $k_m^2 = k_0^2 + 2mQk_v$, где $k_v = MV/\hbar$. Учитывая, что x -проекции волновых векторов равны $k_{mx} = k_{0x} + smQ$, получаем выражения и для их z -проекций: $k_{mz}^2 = k_{0z}^2 + 2mQ(k_v - sk_{0x}) - m^2Q^2$. Отсюда для углов дифракции отраженных волн получаем

$$\sin^2 \theta_m = \sin^2 \theta_0 + \frac{2mQ}{k_0} \left(\frac{k_v - sk_{0x}}{k_0} \right) - \frac{m^2 Q^2}{k_0^2}. \quad (6)$$

Интенсивность соответствующих волн, пропорциональная потоку, есть $R_m = (k_{mz}/k_{0z})|r_m|^2$, где амплитуды r_m определяются системой (5). Вычисления приводят к результату, согласующимся с [3]

$$R_0 = \left| \frac{k_{0z} - q_{0z}}{k_{0z} + q_{0z}} \right|^2, \quad R_{\pm 1} = k_{0z} k_{\pm 1z} a^2 \left| \frac{k_{0z} - q_{0z}}{k_{0z} + q_{1z}} \right|^2, \quad (7)$$

Из-за ограниченности объема мы не можем здесь привести теорию для стоячей ПАВ с профилем

$$z_s(x, t) = a_1 \sin(Qx - \Omega t) + a_2 \sin(-Qx - \Omega t). \quad (9)$$

Укажем лишь, что, как следует из анализа задачи, при малых амплитудах ПАВ спектр отраженного состояния должен состоять из пяти волн, причем положение одной из них соответствует зеркальному отражению, а четырех других — волнам ± 1 -го порядка с параметрами $s = \pm 1$.

Результаты эксперимента

Эксперимент был поставлен на рефлектометре N-REX+ реактора FRM II в Техническом университете Мюнхена (Гархинг, Германия). Длина волны нейтронов составляла 4.3 Å, угловое расхождение пучка составляло 0.7 мрад. В качестве образца

использовался монокристалл ниобата лития, на поверхности которого имелось два встречно-штыревых преобразователя. С их помощью можно было возбуждать ПАВ с частотой 70 МГц, бегущую в любом из двух направлений или в обоих сразу. В последнем случае реализовался режим стоячей волны.

Результаты измерений представлены на рисунках. По оси абсцисс представлен угол скольжения, а по оси ординат — угол отражения. Зависимость углов дифракции от угла падения (см. рис. 1) вполне удовлетворительно согласуются с результатами расчетов.

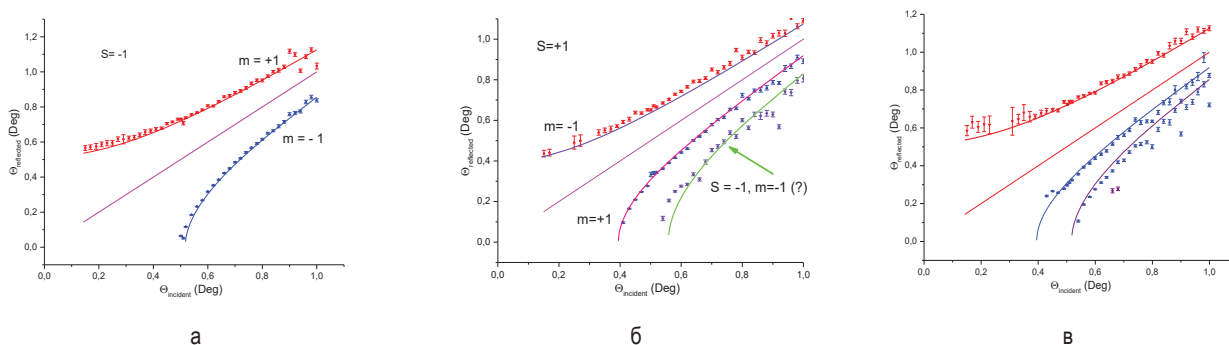


Рис. 1. Углы дифракции в зависимости от угла падения как для ПАВ, движущегося против (1, а) и в (1, б) направлении распространения нейтронов, и для стоячей ПАВ (1, в). Точки — экспериментальные данные, линии — расчет

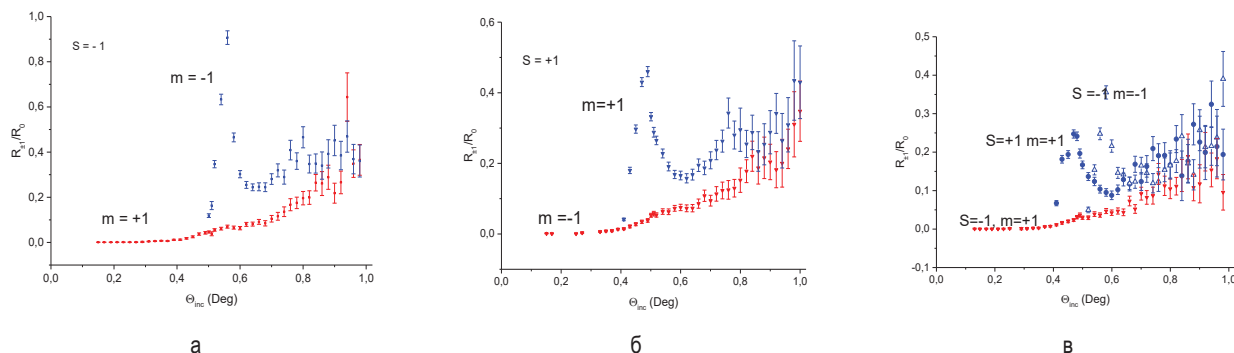


Рис. 2. Отношение интенсивностей пучков первого и нулевого порядков в зависимости от угла падения. а) $s = +1$, скорость ПАВ навстречу скорости нейтронов; б) $s = -1$, скорость ПАВ вдоль скорости нейтронов, в) стоячая ПАВ

Нижняя ветвь на рис. 1, б ($s = +1$), по-видимому, связана с ПАВ, отраженной от границы образца с $s = -1$. Зависимость коэффициентов отражения соответствующих порядков дифракции от угла падения, представленная на рисунке 2, согласуется с предположением об амплитуде ПАВ порядка 2 нм.

Литература

1. И.М.Франк//Сообщения ОИЯИ R4-8851 (1975)
2. Yu. N. Pokotilovski // Physics Letters A, V. 255, 173 (1999).
3. W. A. Hamilton, A. G. Klein, G. I. Opat and P. A. Timmins // Physical Review Letters, V. 58, 2770 (1987).

Характеристики рентгеновских трубок с автоэмиссионным кремниевым катодом и пленочным анодом «прострельного» типа

А.Я. Лопатин¹*, В.И. Лучин¹, А.Е. Пестов¹, Р.С. Плешков¹, Н.Н. Салашенко¹, Н.Н. Цыбин¹, Н.И. Чхало¹, Н.А. Дюжев², Г.Д. Демин², М.А. Махиборода²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Московский институт электронной техники, пл. Шокина, д. 1, Зеленоград, 124498.

*lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Экспериментально изучена зависимость эмиссионного тока лезвийного кремниевого катода от расстояния «катод - анод» и ускоряющего напряжения. Продемонстрирована возможность получения тока эмиссии до 100 мкА при длине лезвийного катода 2 мм и ускоряющем напряжении более 2 кВ. Собран экспериментальный стенд для изучения излучательных характеристик в мягком рентгеновском диапазоне «прострельных» пленочных мишеней. В перспективе планируется разработка конструкции компактной рентгеновской трубки, которая может быть установлена в лабораторные приборы для измерения характеристик элементов рентгеновской оптики.

Введение

При разработке, изготовлении и аттестации многослойных брэгговских зеркал для мягкой рентгеновской (МР) области спектра остро стоит вопрос измерений их коэффициентов отражения на рабочих длинах волн. В лабораторных условиях при измерениях наиболее часто используются приборы с рентгеновской трубкой в качестве источника излучения. Как правило, трубка конструктивно выполняется с накальным катодом и массивным анодом «отражательного» типа, т.е. имеет место как наклонное по отношению к поверхности мишени падение возбуждающего эмиссию электронного пучка, так и наклонный отбор МР излучения. В последние годы появились предпосылки для создания трубок новой конструкции с автоэмиссионным катодом и «прострельным» анодом: эффективные эмиттеры электронов в виде создаваемых методами МЭМС технологии массивов кремниевых острий [1], а также субмикронные металлические пленки с окнами прозрачности в МР диапазоне из значительного перечня материалов [2]. Обладая меньшим абсолютным выходом излучения, такие трубки будут востребованы в измерительных схемах в силу своей компактности и простоты геометрии, отсутствия необходимости блокировки видимого излучения нити накала, а также яркости источника и стабильности работы (последняя связана с существенно более низким уровнем загрязнения мишени). В России разработка кремниевых острийных катодов и концепции рентгеновских излучателей на

их основе ведется в МИЭТ. Продемонстрированы высокие эмиссионные характеристики лезвийного кремниевого катода и прототип трубки жесткого рентгеновского излучения на его основе с «прострельными» мишенями из молибдена и вольфрама [3]; обсуждаются перспективы использования массива микрофокусных трубок с острийными автоэмиссионными катодами в качестве динамической маски в схеме проекционной ЭУФ литографии [4]. В настоящей работе свойства лезвийного катода изучаются с точки зрения его возможного использования в составе компактной рентгеновской трубки МР диапазона.

Эксперимент

Для изучения эмиссионных характеристик были изготовлены автоэмиссионные кремниевые катоды в двух различных конструктивных исполнениях (рис. 1). В первом случае на оснащенный электронагревателем керамическом держателе монтировалась кремниевая деталь с клинообразным профилем, сформированным анизотропным травлением кремния. Длина острой кромки составляла 2 мм. На момент написания данной статьи протестировано два таких образца, только один из которых показал высокие эмиссионные характеристики. Второй конструктивный вариант представляет собой «лезвие на лезвии», т.е. на вершине клина сформирован дополнительный шип микронных размеров, который и является источником эмиссии. Кроме того, вся поверхность кремния металлизирована.

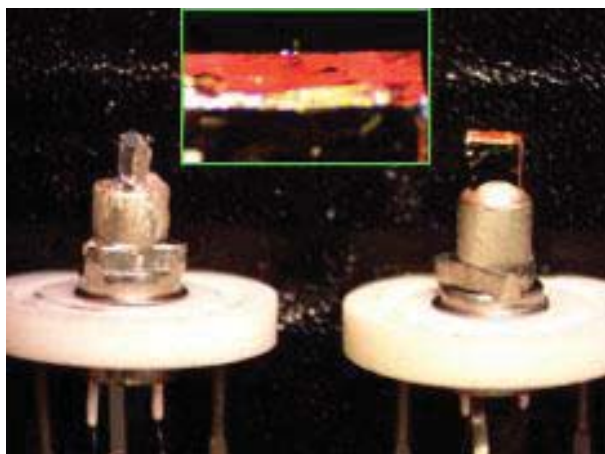


Рис. 1. Внешний вид тестируемых образцов. На вкладке - увеличенный фрагмент автоэмиссионного катода конструктива «лезвие на лезвии»

Для измерения эмиссионных характеристик была изготовлена оснастка, позволяющая смонтировать образец на моторизованной подвижке, а также анодный узел, на который мог устанавливаться как массивный медный анод, так и анод в виде пленочной мембраны $\varnothing 10$ мм. Чтобы исключить случайное механическое воздействие на катод, были установлены юстируемые ограничители минимального зазора между катодом и анодом; предварительно выставляемый минимальный зазор составлял 50 мкм. Снятие ВАХ проводилось в вакуумной камере при остаточном давлении не более 10^{-5} торр. Результаты измерений приведены на рис. 2.

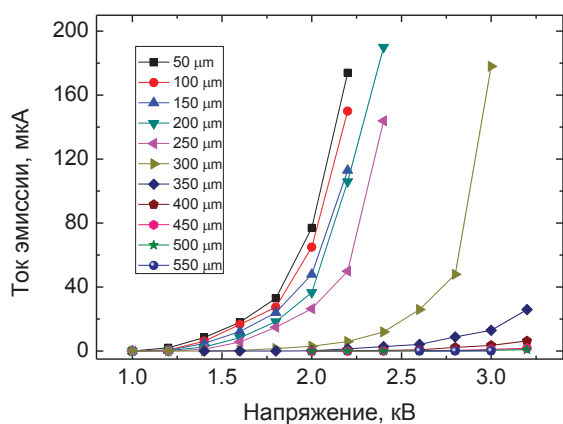


Рис. 2. Зависимости автоэмиссионного тока от анодного напряжения, снятые при различных величинах зазора «катод - анод» (от 50 до 550 μм)

Также было проведено испытание стабильности эмиссионного тока при длительной работе, начальный ток устанавливался на уровне 80 мкА. Наблюдалось кратковременное, в течение 5 - 10 мин., увеличение эмиссии до значений около 100 мкА с прогревом катода, а затем плавное снижение до 40 - 45 мкА к концу первого часа испытаний. Причиной ухудшения эмиссионной способности оказалась трещина кремниевого лезвия. Отпечаток на медной мишени, оставленный электронным пучком в результате продолжительного воздействия, имеет вид узкой полоски длиной 2 мм и шириной менее 0.5 мм.

Заключение

Испытанные образцы автоэмиссионных кремниевых катодов лезвийного типа продемонстрировали эмиссионные характеристики, позволяющие рассчитывать на успешное применение таких эмиттеров в компактных трубках в составе рефлектометров МР диапазона: токи порядка 0.1 мА, линейная область рентгеновской генерации с шириной не более 0.5 мм, малое рабочее напряжение. В дальнейшем будут изучены образцы второго конструктивного исполнения, а также генерация МР излучения в «прострельной» мишени.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема № 0035-2014-0204) при поддержке грантов РФФИ 19-02-00081, 18-02-00173, 18-42-520007 и 19-07-00173.

Литература

1. Basu A., Swanwick M.E., Fomani A.A. *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 48, 225501 (2015).
2. Е.В. Klunokov, А.Ya. Lopatin, V.I. Luchin *et al.* // Quantum Electronics 43 (4), 388–391 (2013).
3. Т.А. Gryazneva, G.D. Demin, M.A. Makhboroda *et al.* // K.V. Anisimov *et al.* (eds) Proceedings of the Scientific-Practical Conference “Research and Development - 2016”, 421–427 (2017).
4. Н.А. Дюжев, Г.Д. Демин, Т.А. Грязнева *и др.* // Краткие сообщения по физике ФИ РАН, №12, 56-63 (2017).

Проект спектрометра для исследования излучения лазерной плазмы в МР диапазоне длин волн на фемтосекундном лазерном комплексе PEARL

А.Я. Лопатин¹, А.Е. Пестов^{1,*}, А.А. Соловьев², Н.И. Чхало¹, С.А. Гарахин¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

² Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950

*aepestov@ipm.sci-nnov.ru

В работе предлагаются два типа спектрометров на диапазон длин волн мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового излучения для диагностики плазмы, возбуждаемой сверхмощной лазерной системой PEARL. В качестве дисперсионных элементов спектрометров предлагаются фазовая зонная пластинка Френеля и набор многослойных рентгеновских зеркал, а также отрезающие тонкопленочные абсорбционные фильтры, перекрывающие спектральный диапазон от 7 до 26 нм. Спектрометры оптимизированы под габариты вакуумной камеры установки и позволяют проводить регистрацию без какой-либо перестройки оптической системы.

Введение

К настоящему времени в мире введено в эксплуатацию несколько десятков сверхмощных лазерных систем (с пиковой мощностью лазерного импульса, превышающей 100 ТВт). Россия обладает тремя такими установками. Петаваттный комплекс PEARL [1], входит в двадцатку самых мощных, обладая пиковой мощностью 0,56 ПВт и энергией в импульсе 24 Дж. Одно из важнейших направлений исследований, проводимых на установках подобного рода уже более трех десятков лет, - исследование взаимодействия экстремальных лазерных импульсов с веществом, в частности, генерация рентгеновского излучения. Высокая плотность мощности, которую удается создать при фокусировке лазерного излучения, позволила наблюдать явления, недостижимые на лазерах с наносекундной длительностью импульсов, такие как генерация высоких гармоник. При этом наблюдается излучение мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазонов длин волн. Наряду с гармониками длины волны лазера и в зависимости от плотности лазерной мощности на мишени могут излучаться также тормозной и характеристический рентгеновские спектры. Актуальными научными задачами являются разделение вкладов различных механизмов формирования спектров в МР и ЭУФ диапазонах, оптимизация спектральных и яркостных характеристик рентгеновских источников за счет выбора условий облучения, материала и кон-

струкции мишени, а также транспорт и фокусировка ультракоротких рентгеновских импульсов для достижения максимальной плотности электромагнитной мощности в рентгеновской области спектра. Поэтому актуальной задачей является спектроскопия лазерного факела в МР и ЭУФ диапазонах длин волн.

Схемы спектрометров

В данной работе предлагаются проекты лабораторных спектрометров на базе зонной пластинки Френеля (ЗПФ) и многослойного зеркала (МЗ). На рис. 1 представлены оптические схемы спектрометров.

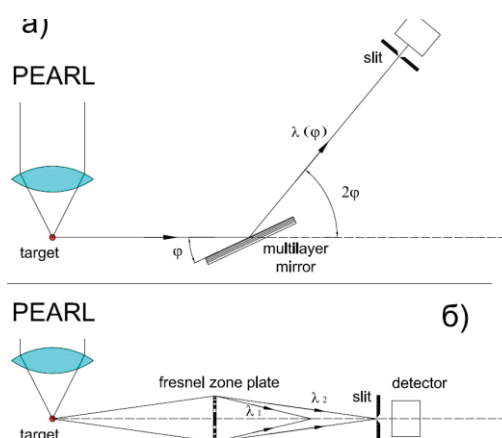


Рис. 1. Схема спектрометра: а) на основе МЗ; б) на основе ЗПФ

Спектрометр на основе МЗ

В рамках работы был проведен расчет и оптимизация многослойных зеркал, которые могли бы быть использованы в качестве диспергирующего элемента спектрометра на диапазон длин волн 7-26 нм. В результате была выбрана пара зеркальных элементов, структура и параметры которых приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры МЗ.

Структура	d, нм	β	N	$\Delta\lambda$, нм	$\Delta\theta$, °	$\Delta\lambda$, нм
Mo/B ₄ C	9,0	0,4	100	7-13	24-52	<0,5
Mo/Si	11,0	0,4	40	13-18	38-64	<1,7
Al/Be	14,0	0,5	100	18-26	40-80	<0,8

Для отрезания фонового излучения и высших порядков будут применяться тонкопленочные абсорбционные фильтры. На рис.2 представлены расчетные зависимости пропускания тонкопленочных фильтров, которыми планируется оснастить обзорные спектрометры.

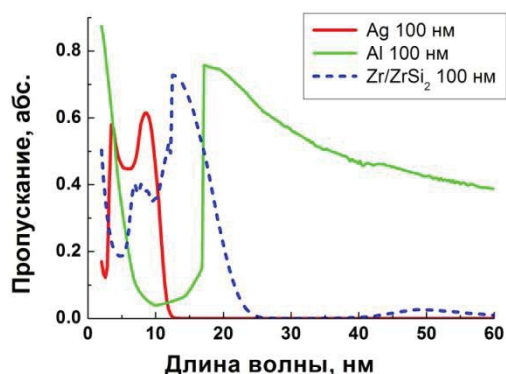


Рис. 2. Спектральные зависимости пропускания абсорбционных фильтров, применяемых в спектрометрах

Толщина пленок составляет 100 нм, что определяется компромиссом между прозрачностью материала фильтра в полосе пропускания и степенью подавления длинноволнового излучения. Расчет для алюминиевого фильтра выполнен в предположении наличия загрязняющих примесей кислорода (до 10% ат.) и углерода (до 4% ат.). Данное предполо-

жение необходимо для согласования расчетных величин пропускания с результатами измерений изготавливаемых нами фильтров на основе Al. Алюминиевая пленка будет использоваться в качестве фильтра в паре с многослойным зеркалом Al/Be, характеризующимся малыми коэффициентами нерезонансного отражения в полосе 17 - 60 нм. Зеркала на основе молибдена (Mo/Si и Mo/B₄C), которые мы планируем использовать в диапазоне длин волн от 7 до 17 нм, и нерезонансное отражение которых в длинноволновой части ЭУФ диапазона велико, будут работать в паре с фильтрами Zr/ZrSi₂ и серебряным. Перекрываемый прибором полный диапазон длин волн - 7 - 26 нм.

Спектрометр на основе ЗПФ

Более толстые фильтры на основе циркония или алюминия, выполненные в виде мембран, рассматриваются в качестве достаточно прозрачной в ЭУФ области опорной поверхности амплитудных зонных пластинок для спектрометра со спектрально селективным элементом дифракционного типа. В качестве контрастного материала предполагается использовать хром толщиной около 100 нм - пропускание такого слоя Cr составляет не более 5% во всей ЭУФ области при $\lambda > 10$ нм.

Предполагается, что зонная пластинка будет иметь диаметр 1 см, а ширина последней зоны будет составлять 0,5 мкм. При таких характеристиках зонная пластинка, размещенная на расстоянии 50 см от источника, сфокусирует излучение с длиной волны 10 нм на расстоянии 50 см.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ: 19-72-20185.

Литература

1. A. Soloviev, K. Burdonov, S. N. Chen *et al.* // Scientific Reports, 7, 12144 (2017).

Фитинг интегральных сечений взаимодействия ускоренных электронов с атомами Be мишени

А.Я. Лопатин¹, А.Е. Пестов^{1,*}, Н.И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

*aepestov@ipm.sci-nnov.ru

На основе экспериментальных данных по абсолютной интенсивности излучения характеристической линии $BeK\alpha$ тонкопленочной бериллиевой мишени в геометрии «на прострел» и спектров проходящих через пленку электронов проведена подгонка интегральных сечений взаимодействия ускоренных электронов с атомами Be. Показано, что все имеющиеся в литературе данные, в том числе и рассчитанные непосредственно для бериллия имеют заметное отклонение от эксперимента.

Введение

Генерация излучения рентгеновской трубкой – вероятностный процесс, и для его описания необходимо моделирование взаимодействия электрона с атомом мишени по методу Монте-Карло. В настоящее время в Интернете доступно большое число программных пакетов [1-3], рассчитывающих интенсивности линий флуоресценции, глубины проникновения электронов, глубины поглощения. Однако все эти программы либо не имеют данных по линиям легких элементов, в том числе $BeK\alpha$, либо производят расчеты на основе полуэмпирических сечений взаимодействия, достоверность которых подтверждена только для зарядов ядра $Z > 6$.

Даже специализированное исследование по расчету поперечного сечения ионизации К электронной оболочки бериллия, проведенное в работе [4], не может быть использовано. Рассчитанные по приведенным в литературе данным абсолютная интенсивность генерации характеристического излучения $BeK\alpha$ линии ($\lambda = 11,4$ нм), коэффициент прохождения и распределение по энергии прошедших сквозь пленку электронов существенно (в несколько раз) отличаются от экспериментальных.

В работе проводится детальное исследование излучательной способности тонкопленочных бериллиевых мишеней при электронном возбуждении, а также прошедших сквозь пленку электронов. На основе полученных данных уточняются интегральные сечения взаимодействия ускоренных электронов с атомами Be мишени.

Сравнение теории и эксперимента

В таблице 1 приведены сравнительные данные (расчет и эксперимент) по коэффициенту конверсии энергии (CE) электронов в излучение характеристической линии $BeK\alpha$ ($\lambda = 11,4$ нм), а также интегральному числу прошедших сквозь пленку электронов (TE) для нескольких толщин пленок и нескольких значений энергии налетающих электронов. Расчет произведен по программе [5], которая использует сечения взаимодействия [4,6].

Таблица 1. CE и TE для «прострельных» мишеней из Be.

Материал	d, нм	E, кэВ	CE _{exp}	CE _{theor}	TE _{exp}	TE _{theor}
Be	100	2,5	1,1e-4	2,6e-4	0,25	0
Be	100	3,0	7,7e-5	1,8e-4	0,36	0,006
Be	300	3,5	7,6e-5	1,6e-4	0,072	0
Be	300	4,0	7,9e-5	1,9e-4	0,13	0

Примеры экспериментальных зависимостей CE и TE от энергии налетающих электронов представлены на рис.1 и рис.2, соответственно.

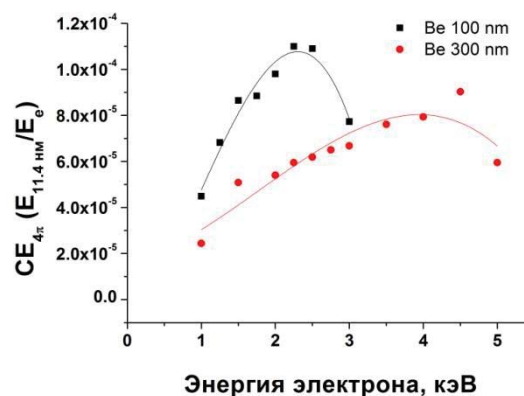


Рис. 1. Экспериментальные зависимости CE от энергии налетающих электронов

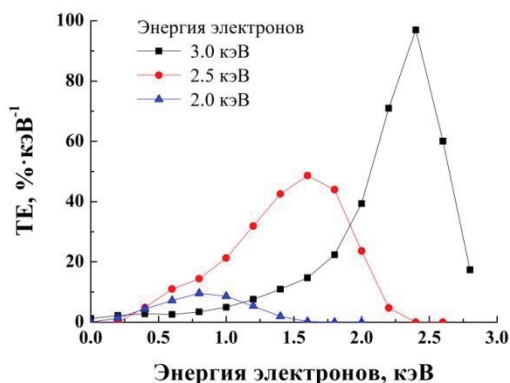


Рис. 2. Зависимость величины B от параметра A

Были проведены температурные испытания тонкопленочных «прострельных» мишеней на основе бериллия. В качестве образцов выступали мишени двух типов: однокомпонентная мишень (бериллиевая пленка толщиной 100 - 400 нм) и многослойная двухкомпонентная мишень (многослойная структура Zr/Be, общая толщина 200 нм, толщины индивидуальных пленок: 1. $d_{Zr}=2,5$ нм, $d_{Be}=2,5$ нм; 2. $d_{Zr}=1,25$ нм, $d_{Be}=3,75$ нм, число пар слоев $N=20$).

Таблица 2. Предельная плотность для тонкопленочных «прострельных» мишеней на основе Be.

Материал	Be, $d=100$	Be, $d=200$	Be, $d=300$	Be, $d=400$	Zr/Be, $d=200$ $\beta=0,5$	Zr/Be, $d=200$ $\beta=0,25$
J, Вт/см ²	0,56	1,69	3,01	3,56	9,44	10,67
T, °C	490	740	900	950	1280	1330

В таблице 2 приведены значение плотности мощности (J) электронного пучка и соответствующая ей температура (оценка производилась в рамках закона Стефана-Больцмана), при которых происходило механическое разрушение пленки при нагреве, либо при снятии нагрева и релаксации, возникших вследствие него внутренних напряжений.

Представленные данные (таблица 2) показывают, что с ростом толщины пленки происходит рост предельной плотности мощности, которую может

выдержать тонкопленочная «прострельная» мишень. Кроме того, добавление в структуру пластифицирующую прослойку из циркония позволяет поднять это значение почти на порядок (при той же толщине пленки). Таким образом, многослойная мишень является более предпочтительной с точки зрения термостойкости, чем однокомпонентная бериллиевая пленка. Следовательно, решение задачи подгонки параметров для моделирования абсолютной интенсивности излучения атомов бериллия при электронном возбуждении, благодаря чему будет возможно моделировать генерацию характеристической линии $BeK\alpha$ ($\lambda=11,4$ нм), в том числе, и для многокомпонентных (многослойных) мишеней, позволит рассчитать структуру и толщину будущей «прострельной» мишени чипа микрофокусных рентгеновских трубок для проектируемого безмасочного нанолитографа [7].

Работа выполнена при поддержке РФФИ: 18-02-00173, 18-07-00633 и программы РАН 0035-2018-0011.

Литература

1. URL: www.evex.com
2. URL: <http://microanalyst.mikroanalytik.de/>
3. URL: <http://montecarlo modeling.mcgill.ca/>
4. Mäihom T. Eur. Phys. J. D, 67, 2 (2013).
5. А.Я. Лопатин, Д.Е. Парьев, А.Е. Пестов *и др.* // ЖЭТФ, т.154, вып. 6 (12), с.1067–1076 (2018).
6. А.А. Abrahamson // Phys. Rev., 178 (1), 76 (1969).
7. Н.А. Дюжев, Г.Д. Демин, Т.А. Грязнева *и др.* // Краткие сообщения по физике ФИАН, 12, 56 (2017).

Аттестация аберраций объектива Шварцшильда x46 для рентгеновского микроскопа в «окне прозрачности воды»

И.В. Малышев*, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru

В работе описывается методика аттестации аберраций объектива Шварцшильда с учётом вклада аберраций линзы и источников сферической волны. На данный момент после асферизации подложки для первичного зеркала со съёмом материала 1.65 мкм аберрации объектива составили 24.7 нм по параметру RMS. Аберрации источника и линзы составили 0.4 нм по RMS.

Введение

Микроскопия «водного окна прозрачности» ($\lambda = 2.3 - 4.4$ нм) имеет ряд уникальных преимуществ по сравнению с другими видами микроскопии, вытекающих из особенностей резонансного взаимодействия излучения с веществом. Большая глубина проникновения в воду (до 10 мкм), и малая (< 0.5 мкм) в углерод и белки позволяет получать высокий абсорбционный контраст изображений живых образцов при минимальных дозах облучения. Длина волны меньшая на 2 порядка λ видимого света позволяет получить разрешение в единицы нанометров, что принципиально не возможно в микроскопии видимого света. Принцип работы разрабатываемого зеркального микроскопа на длину волны 3.37 нм описан в [1]. Его новизна заключается в возможности реализации z-томографии (когда образец сдвигается вдоль оптической оси) за счёт большой числовой апертуры $NA = 0.3$ и, как следствие, малой глубины фокуса $DOF = \pm 37.5$ нм. Это позволяет получить не только нанометровое латеральное разрешение (13 нм), но и 40 нм-е разрешение вдоль оптической оси (аксиальное), которое лучше, чем на порядок аксиального разрешения низкоапертурных микроскопов на зонных пластинках Френеля [2,3]. Как показывают расчёты по деконволюционному восстановлению трёхмерной структуры модельного белкового образца по смоделированным данным z-томографии в разрабатываемом микроскопе, для получения 40 нм-го разрешения необходимо, чтобы аберрации оптической части микроскопа имели параметр среднеквадратического отклонения (RMS) на уровне 1 нм. Оптическая часть состоит из двухзеркального асферического объектива Шварцшильда x46 (ОШ) и цифрового детектора со сменным увеличением: x2, x4, x20.

Разрешение цифрового детектора ограничивает разрешение микроскопа до 13 нм [1], поэтому заранее можно сказать, что качество оптики цифрового детектора должно быть дифракционное. Аберрации цифрового детектора будут изучены отдельно.

Аттестация аберраций объектива Шварцшильда

Схема изучения аберраций ОШ приведена на рис. 1. В предметную плоскость микроскопа устанавливается волоконный источник сферической волны (ИСВ №1). Его свет ($\lambda = 632.8$ нм) собирается объективом в точку в центре плоскости изображения, совпадающей с приемной плоскостью сцинтиллятора цифрового детектора в микроскопе (для аттестации аберраций ОШ детектор убран).

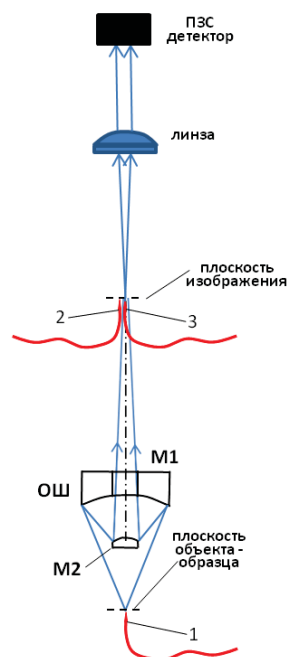


Рис. 1. Схема измерений аберраций объектива Шварцшильда: 1 – зауженный волоконный источник сферической волны с $NA > 0.3$ (ИСВ №1); 2,3 – сколы оптоволоконной оптики с $NA \approx 0.1$ (ИСВ №2 и №3)

В эту плоскость устанавливается ИСВ №2, когерентный первому. С помощью линзы на ПЗС камере формируется интерферограмма, по которой восстанавливаются aberrации волнового фронта ОШ. На рис. 2 приведена измеренная карта aberrаций.

Для вычитания aberrаций линзы и ИСВ №2 (рис. 3) из aberrаций объектива ИСВ №1 выключается, и в точку фокусировки ОШ устанавливается ИСВ №3, когерентный с ИСВ №2.

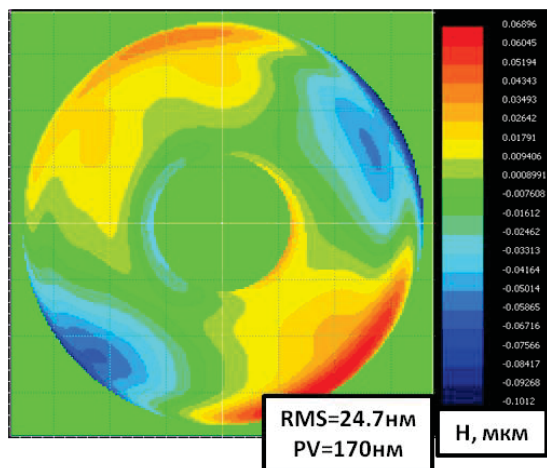


Рис. 2. Aberrации объектива после асферизации вогнутого зеркала M1

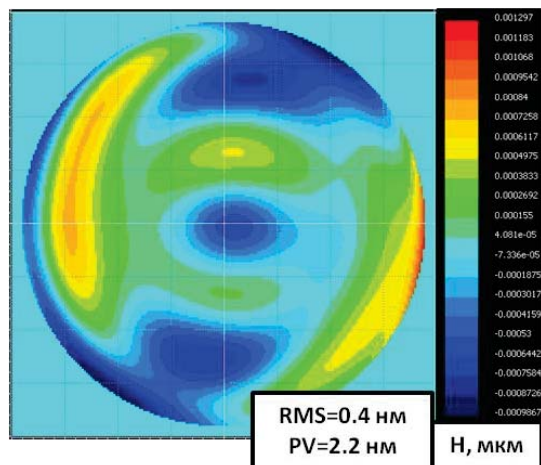


Рис. 3. Aberrации линзы и ИСВ №2 и №3

Асферизация кварцевой подложки для зеркала M1 с большим съемом материала в 1.65 мкм (рис. 4) прошла практически идеально, потому что на карте aberrаций объектива (рис. 2) практически отсутствует осесимметричная составляющая.

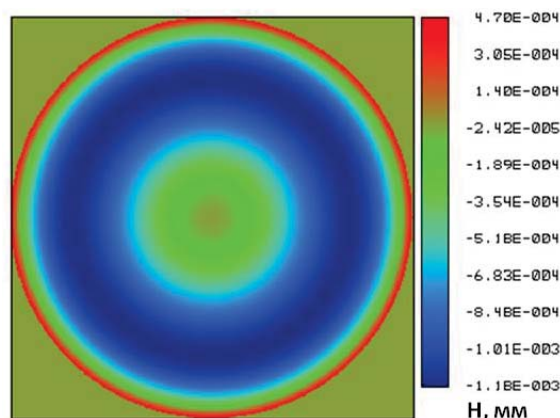


Рис. 4. Съём материала для асферизации вогнутого зеркала M1. Перепад высот 1.65 мкм

Сейчас производится коррекция локальных ошибок формы поверхности зеркала M1 для минимизации RMS aberrаций объектива до уровня 1 нм. Также изучается влияние деформации из-за приклеивания подложки для зеркала M2 в оправу. В докладе будут приведены: карта aberrаций ОШ после нескольких коррекций; aberrации линзы, полученные путем ее вращения вокруг оптической оси, и решения системы уравнений по методу [4]; aberrации ИСВ №1 по методу [4]; результаты напыления Cr/Sc зеркальных покрытий на длину волны 3.37 нм.

Работа поддержана грантами РФФИ №18-32-00149мол_а, №18-02-00588, а также РНФ №17-12-01227 в части разработки источника мягкого рентгеновского излучения на основе кластерного пучка.

Литература

1. И. В. Малышев, А. Е. Пестов, В. Н. Полковников *et al.* // Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 1, с. 3–13 (2019).
2. A. Spath, S. Scholl, C. Riess *et al.* // Ultramicroscopy, 144, 19–25 (2014).
3. M. Bertilson, O. von Hofsten, U. Vogt *et al.* // Opt. Express 17 (13), 11057–11065 (2009).
4. N.I. Chkhalo, I.V. Malyshev, A.E. Pestov *et al.* // Applied Optics, Vol. 55, No. 3, 619–625 (2016).

Применение генетического алгоритма для коррекции высокочастотных ошибок формы поверхности

И.В. Малышев*, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru

Проведён расчёт травления высокочастотной карты формы поверхности с помощью ионного пучка, размер которого (ширина на полувысоте Гаусса = 2.4 мм) больше неоднородностей поверхности с латеральным масштабом 1 – 2 мм. Применение генетического алгоритма (ГА) позволило уменьшить время травления примерно в 2 раза и показало лучшую эффективность коррекции локальных углов в точках поверхности по сравнению с используемой программой. Расчёт с помощью ГА показал, что среднеквадратическое отклонение (СКО) высот поверхности от расчёта можно уменьшить с 2.7 нм до 1.7 нм, а СКО углов поверхности с 3.8 мкрад до 2.35 мкрад за 56 часов. Дальнейшая коррекция поверхности должна производиться ионным пучком меньшего диаметра за счёт установки диафрагмы на его пути.

Введение

В связи с развитием новых проектов по микроскопии в «окне прозрачности воды» ($\lambda = 2.3-4.4$ нм) и рентгеновской литографии ($\lambda = 11.2, 13.5$ нм) всё более важной становится задача коррекции формы оптических поверхностей до субнанометрового уровня. Однако, в результате травления поверхностей оптических подложек ионным пучком возникают высокочастотные ошибки с латеральным масштабом неоднородностей ~ 2 мм и менее, связанные с: 1) привязкой координат в полученной на интерферометре карты формы поверхности к координатам точек на измеряемой поверхности с точностью около 0.1 – 1 мм в зависимости от диаметра поверхности; 2) точностью позиционирования ионного пучка относительно поверхности равной 0.2 – 0.3 мм. Эффективность используемой программы «MIMAD» [1] для коррекции высокочастотных локальных ошибок в условиях, когда диаметр ионного пучка равен или больше размера корректируемых неровностей, невелика, поэтому возникает необходимость в разработке новых алгоритмов коррекции поверхности.

Моделирование травления поверхности с помощью генетического алгоритма (ГА)

Функционал, минимизирующий высоты и углы (производные) поверхности в результате коррекции запишем в виде:

$$F(x_i, y_j) = \Delta D(x_i, y_j)^2 + G \cdot [(\Delta D(x_i, y_j) - \Delta D(x_i, y_{j-1}))^2 + (\Delta D(x_i, y_j) - \Delta D(x_{i-1}, y_j))^2] \quad (\Phi 1)$$

где

$$\Delta D(x_i, y_j) = D(x_i, y_j) - \sum_m \sum_n t(x_i - x_m, y_j - y_n) \cdot v(x_m, y_n) \quad (\Phi 2)$$

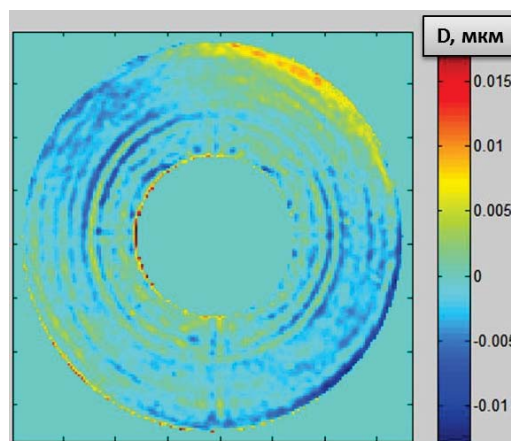


Рис. 1. Начальная карта формы поверхности

Где D – карта высот корректируемой поверхности, (x_i, y_j) – координаты точек на поверхности, $v(x_m, y_n)$ – зависимость скорости травления от координат точек в ионном пучке, t – искомая карта времён травления, G – коэффициент, определяющий влияние производных в точках поверхности на минимизируемый функционал F (в расчетах был выбран = 5).

Минимизация производилась с помощью генетического алгоритма (ГА) в библиотеке «gatool» в Matlab. Параметры ГА были выбраны равными тем, которые установлены там по умолчанию. Было установлено ограничение на времена травления: $t > 0$. За начальные t были выбраны $t_0(x,y) = D(x,y) / \bar{v}$, где \bar{v} – средняя на всём пучке скорость травления. Самый узкий ионный пучок, который сейчас реализован экспериментально, имеет нормальное распределение с шириной на полувысоте $h = 2.4$ мм и $v_{max} = 0.25$ нм/с, он и был выбран для расчётов (хотя скоро будет запущена установка ионного травления с тем же h , но с $v_{max} = 8.3$ нм/с). В результате моделирования коррекции из начальной карты поверхности (Рис. 1) была получена поверхность (Рис. 2). Параметр СКО высот поверхности уменьшился с 2.7 нм (у начальной карты) до 1.7 нм, а СКО углов поверхности с 3.8 мкрад до 2.35 мкрад. Время травления составило 56 часов. Кольцевые неоднородности с шириной колец 1 – 2 мм сравнились, но появилась случайная структура с тем же латеральным масштабом 1 – 2 мм.

Моделирование коррекции в «MIMAD» дало карту (Рис. 3) с СКО высот = 1.35 нм и СКО углов = 2.6 мкрад. Время травления составило 130 часов. Кольцевая структура неоднородностей поверхности с шириной 1 – 2 мм сохранилась, но уменьшилась в 2 раза по высоте и в 1.5 раза по углам.

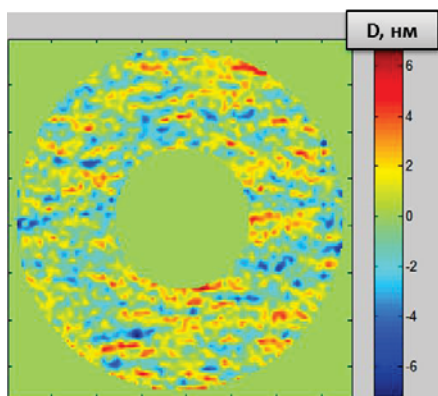


Рис. 2. Карта формы поверхности после коррекции по ГА

Литература

1. N.I. Chkhalo, I.A. Kaskov, I.V. Malyshev *et al.* // Precision Engineering 48 (2017) 338–346.

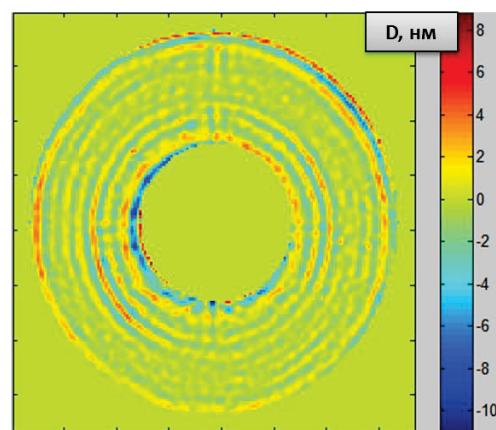


Рис. 3. Карта формы поверхности после коррекции в «MIMAD»

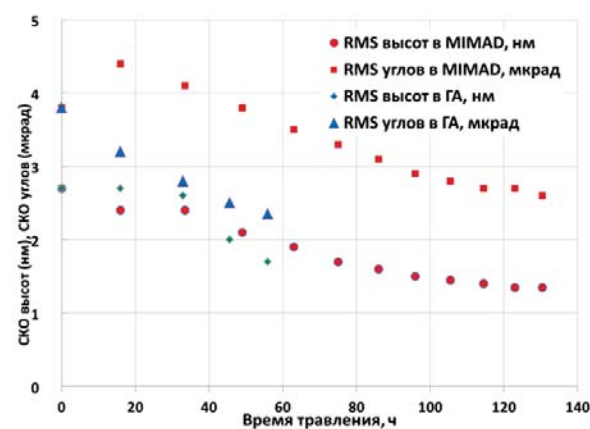


Рис. 3. Карта формы поверхности после коррекции в «MIMAD»

Дальнейшая коррекция неоднородностей поверхности должна производиться ионным пучком меньшего диаметра за счёт установки диафрагмы на его пути. Время травления при этом увеличится, т.к. оно пропорционально площади пучка.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема № 0035-2014-0204) и поддержана грантами РФФИ №18-32-00149мол_а, №18-07-00633.

2. «Генетический алгоритм: теория и практика». Учебное пособие. Бураков М.В. РИЦ ГУАП. 190000, Санкт-Петербург.

Алгоритм восстановления интенсивности для реализации z-томографии в высокоапертурной микроскопии "окна прозрачности воды"

И.В. Малышев, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

Многослойные высокоапертурные зеркала (NA = 0.3 – 0.5) позволяют существенно уменьшить глубину фокуса (DOF) проекционного объектива в мягком рентгеновском микроскопе (МРМ) по сравнению с объективами на основе зонных пластинок Френеля (ЗПФ): с единиц – десятков микрометров до десятков нанометров для «окна прозрачности воды» $\lambda=2.3-4.4$ нм. Такая малая глубина фокуса позволяет реализовать z-томографию образцов по аналогии с тем, как это делается в флуоресцентной оптической микроскопии, и использовать её мощный деконволюционный аппарат для улучшения четкости изображения. Однако наличие сильного поглощения не позволяет сделать это напрямую. Предлагается «алгоритм восстановления интенсивности», который был применен перед деконволюцией и позволил получить 3D изображение сложной белковой клетки с разрешением в 40 нм. Также предлагается развитие модели формирования изображения в МРМ для конусной геометрии лучей, когда $NA \gg 0.1$.

Введение

Из-за низких числовых апертур $NA=0.01-0.1$ используемые мягкие рентгеновские микроскопы (МРМ) для диапазона «водного окна прозрачности» ($\lambda = 2.3 - 4.4$ нм), основанные на зонных пластинках ЗПФ, не позволяют получить аксиальное разрешение вдоль оптической оси лучше 0.55 мкм [1]. С другой стороны, МРМ на основе многослойных рентгеновских зеркал из-за больших $NA \geq 0.3$ [2] имеют глубину фокуса $DOF = \lambda/NA^2 < 50$ нм, поэтому в них возможно получить не только нанометровое латеральное разрешение, но аксиальное $\approx DOF$. Однако томография образцов на светосильных МРМ до сих пор реализована не была. В первую очередь, это связано с отсутствием методов обработки и улучшения четкости изображений.

Формирование и деконволюция изображения

В [3] была описана модель формирования изображения в рентгеновской микроскопии, которую мы развили для случая конусной геометрии лучей в светосильных МРМ:

$$\Delta I = \int_{z_a}^{z_b} \left(\mu(x, y, z) I^0 \cdot \exp\left(-\int_{z_a}^z \sum_{\substack{Rays. \\ NA \leq 0.3}} \mu / N_R dz'\right) \right) \otimes_{x,y} h dz$$

$$= \int_{z_a}^{z_b} \mu I^0 \cdot \exp\left(-\sum_{z_k=z_a}^z \Delta z \sum_{\substack{y_j = -(z-z_k) \cdot \tan(\text{asin}(NA)), \\ \Delta y_j = \Delta x_i}} \mu(x_i, y_j, z_k) / N_R\right) \otimes_{x,y} h(x, y, D(z)) dz$$

$x_i = (z-z_k) \cdot \alpha$
 $x_j = -(z-z_k) \cdot \alpha$
 $\Delta x_i = 2 \cdot (z-z_k) \cdot \alpha / N_{RL}$
 $x_i^2 + y_j^2 \leq ((z-z_k) \cdot \alpha)^2$

где $\Delta I(x, y, z) = I^0(x, y, z) - I(x, y, z)$ – уменьшение интенсивности света, регистрируемое на детекторе, из-за поглощения, выраженного через «exp-ту» и размытия из-за функции рассеяния точки (ФРТ) h . I^0 – интенсивность, приходящая на детектор в отсутствие образца. x, y – координаты в образце в плоскости, перпендикулярной оптической оси, z – вдоль неё. Трёхмерная структура образца получается путём сложения регистрируемых на детекторе распределений $\Delta I(x, y)$ для различных положений образца вдоль оптической оси. z_a и z_b выбираются так, что их разность больше толщины образца вдоль $z + 6 \cdot DOF$. $\mu(x, y, z)$ – трёхмерное распределение коэффициента поглощения образца, которое надо получить. $\sum \mu / N_R$ – усредненный по всем лучам коэффициент поглощения. N_R – число лучей для расчёта в $NA \leq 0.3$. $\alpha = \text{tg}(\text{arcsin}(NA))$. $x_i, y_j, z' = z_k$ – «бегущие» координаты для суммирования коэффициентов поглощения на пути лучей, N_{RL} – число лучей в сечении конуса.

Итак, было задано распределение коэффициента поглощения μ белковой молекулы, состоящей из органелл с различной концентрацией белка (Рис. 1). Затем по (ф1) было рассчитано изображение ΔI (Рис. 2), которое страдает от спадания интенсивности вдоль оси z и размытия из-за ФРТ. Применение деконволюционного аппарата, позволяющего избавиться от размытия [4], приводит к огромным артефактам из-за наличия поглощения, поэтому мы

предлагаем, сначала восстановить интенсивность изображения следующим образом:

$$I_1(z \in z_a \div z_1) = \Delta I(z \in z_a \div z_1) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{Rays, \\ NA \leq 0.3}} \frac{\Delta I(z')}{I^0 N_R} dz'\right)$$

$$I_1(z \in z_{n-1} \div z_n) = \Delta I(z \in z_{n-1} \div z_n) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^z \sum_{\substack{Rays, \\ NA \leq 0.3}} \frac{\Delta I(z' \in z_a \div z_n)}{I^0 N_R} dz'\right) \quad (\delta 2)$$

$$\Delta I(z \in z_{n-1} \div z_n) \cdot \exp\left(\int_{z_a}^{z_{n-1}} \sum_{\substack{Rays, \\ NA \leq 0.3}} \frac{I_1(z' \in z_a \div z_{n-1})}{I^0 N_R} dz'\right) + \int_{z_{n-1}}^{z_n} \sum_{\substack{Rays, \\ NA \leq 0.3}} \frac{\Delta I(z' \in z_{n-1} \div z_n)}{I^0 N_R} dz'$$

И, тем самым, перейти от обратной задачи (ф1) к обратной задаче:

$$I_1(x, y, z) \approx \int_{z_a}^{z_b} \mu(x, y, z) I^0 \otimes h(x, y, z) dz \quad (\delta 3),$$

для решения которой существует множество итерационных методов деконволюции, развитых в флуоресцентной оптической микроскопии. После деконволюции восстановленного I_1 (Рис. 3) в программе DeconvolutionLab2 [4] получаем μ_I (Рис. 4), близкое к μ .

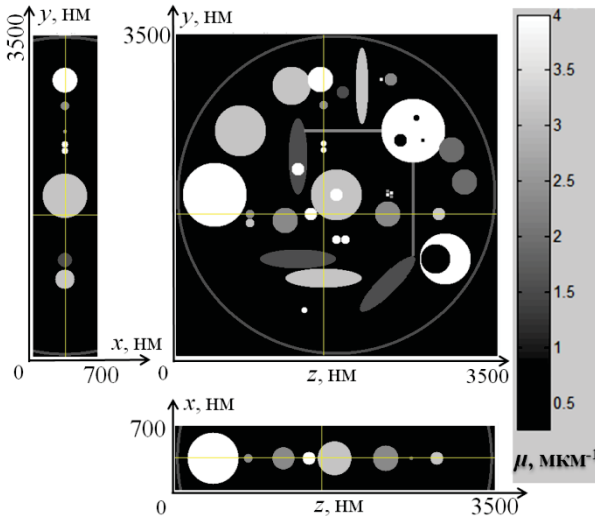


Рис. 1. Задаваемое в (ф1) распределение коэффициента поглощения μ

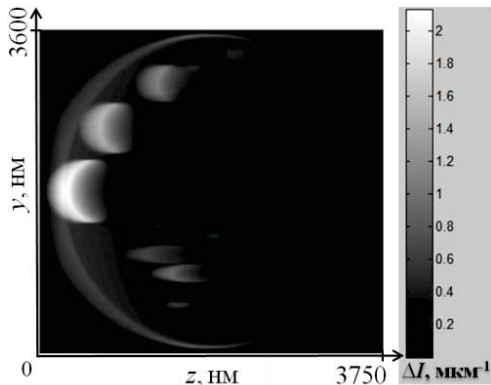


Рис. 2. YZ-сечение изображения ΔI трёхмерного образца.

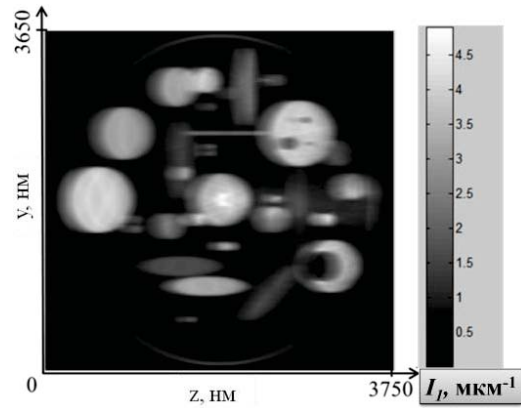


Рис. 3. YZ-сечение изображения I_1 после «алгоритма восстановления интенсивности»

Для объектива Шварцшильда $x46$, $NA = 0.3$ и $\lambda = 3.37$ нм теоретически получено разрешение в 40 нм (на Рис. 4 диаметр шариков на увеличенной области = 40 нм). Таким образом, впервые предлагается математический аппарат для получения изображений 3D-образцов с помощью z-томографии в светосильных МРМ в присутствии поглощения.

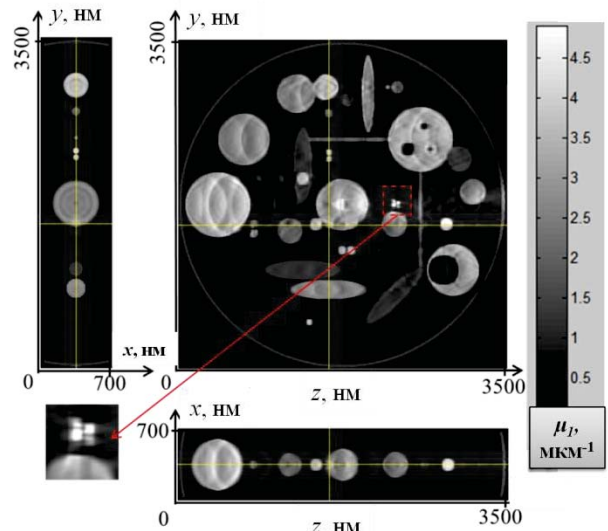


Рис. 4. Распределение $\mu_I(x, y, z)$ после восстановления интенсивности и деконволюции

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема № 0035-2014-0204) и при поддержке гранта РФФИ №18-32-00149мол_а.

Литература

1. A. Spath, S. Scholl, C. Riess *et al.*// Ultramicroscopy 144 (2014) 19–25.
2. T. Ejima, F. Ishida, H. Murata *et al.*// Opt Express 18 (7), 7203–7209 (2010).
3. J. Oton, C.O.S. Sorzano, E. Pereiro *et al.*// Journal of Structural Biology 178 (2012) 29–37.
4. D. Sage, L. Donati, F. Soulez *et al.*// Methods 115 (2017) 28–41.

Испытания малоразмерного фокусирующего источника ускоренных ионов КЛАН-10М

М.С. Михайленко^{1,*}, А.Е. Пестов^{1,§}, Н.И. Чхало¹, А.Н. Нечай¹, Л.А. Гончаров²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² НТК «Платар», б-р Яна Райниса, д. 43, к. 1, пом. 2 Москва, 125993

*mikhaylenko@ipm.sci-nnov.ru, §aepestov@ipm.sci-nnov.ru

В работе приведены результаты испытаний миниатюрного источника ускоренных ионов КЛАН-10М с фокусирующей ионно-оптической системой; измерены диаметр ионного пучка в зависимости от расстояния от выходной апертуры при различных значениях ускоряющего напряжения и токов ионов, описаны особенности нейтрализации в данной конфигурации, сечение кратера пучка, скорость травления на примере Si. Минимальный диаметр ионного пучка на полувысоте составил 2.4 мм, что при токе 1 мА соответствует плотности тока равной 22.1 мА/см², скорость травления Si при этом составила 7.1 нм/сек. Диапазон пространственных частот доступный для обработки q от $5.6 \cdot 10^{-5}$ мкм⁻¹ до $4 \cdot 10^{-3}$ мкм⁻¹.

Введение

Эффект распыления при облучении поверхности ионными пучками килоэлектронвольтных энергий успешно применяется для планаризации рельефа, содержащих как микроразмерные, так и атомно-размерные неоднородности. Так сейчас для решения задач локальной коррекции формы поверхности подложек для многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) необходимо формирование миниатюрного ионного пучка с гауссовым распределением ионного тока [1]. Уменьшение размера пучка ускоренных ионов позволяет повысить точность процедуры коррекции за счет увеличения максимальной пространственной частоты доступной для обработки [2]. Помимо размера пятна пучка важна и выдаваемая им плотность ионного тока, которая непосредственно влияет на скорость травления и соответственно определяет время обработки образца, что является одним из решающих требований при выборе ионного источника (ИИ).

На основе вышесказанного инициировано и реализовано на базе НТК «Платар» ИИ КЛАН-10М с фокусирующей ионно-оптической системой (ИОС) и накальным нейтрализатором (дополнительный источник электронов для снятия пространственного заряда пучков ионов при работе с диэлектрическими материалами).

Данная работа является продолжением цикла работ по конструктивным доработкам данного источника под задачи коррекции формы поверхностей подложек для приложений рентгеновской оптики [3, 4].

Фокусирующая ИОС

Фокусирующая ИОС (рис.1а) представляет собой систему из двух сколлимированных вогнутых молибденовых сеток с диаметром отверстия 7 мм, рассчитанных таким образом, чтобы на расстоянии 10 мм от выходной апертуры сформировать пятно минимального диаметра (порядка 2 мм), не прибегая к использованию малоразмерных диафрагм, которые помимо уменьшения ионного тока на выходе могут приводить к изменению его распределения в пучке в связи с зарядкой её краёв.

Нейтрализатор

При облучении подложек диэлектрических материалов ускоренными ионами, на поверхности может накапливаться электрический заряд, который будет влиять на процесс травления вследствие экранировки налетающих ионов. В связи с чем необходим дополнительный эммитер электронов. Данная система источник-нейтрализатор-мишень имеет ряд особенностей: большие плотности тока (не дают использовать т.н. плазменный нейтрализатор); малые расстояния от ИИ до образца (могут пагубно сказаться на качестве обрабатываемой поверхности); высокие температуры нити накала катод-нейтрализатора (более 2000К), зачастую превышают температуру плавления обрабатываемого образца. Таким образом был сконструирован водоохлаждаемый кожух (рис.1б) с диаметром выходного отверстия 10 мм для крепления нейтрализатора и защиты образца от загрязнения продуктами эрозии термокатода и перегрева. В качестве нейтрализатора выбран термо-катод кольцеобразной формы из WThO₂.

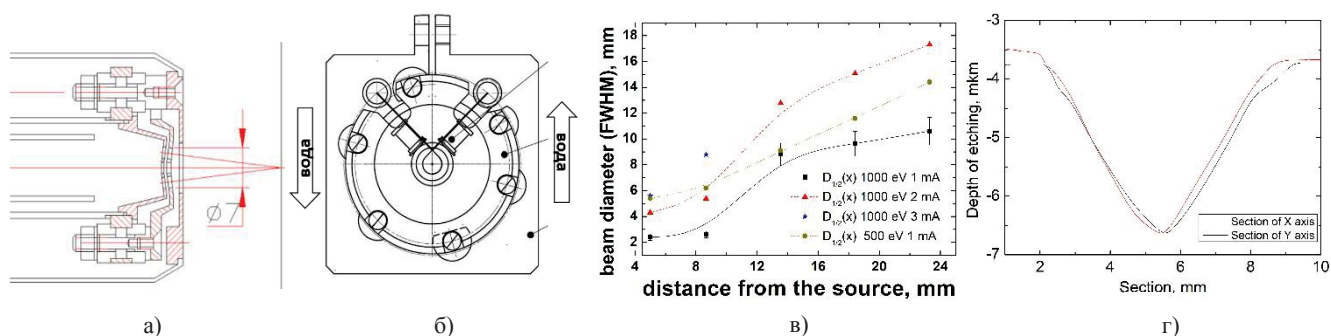


Рис. 1. а) Чертеж ИОС КЛАН-10М; б) Чертеж водоохлаждаемого кожуха для крепления нейтрализатора; в) Зависимость диаметра на полувысоте ионного пучка от расстояния от выходной апертуры; г) Пример профиля пучка по осям X и Y (параметры эксперимента $U_{\text{ускор}}=500$ В; $I_{\text{ион}}=1$ мА; расстояние до выходной апертуры 11 мм)

Описание методики измерений

Изучение режимов работы и характеристик источника производилось на экспериментальном стенде, подробно описанном в [5], который включает в себя вакуумную камеру, внутри которой установлен экран с закреплённым на нём цилиндром Фарадея с диаметром выходного отверстия 0.5 мм; ионный источник, закреплённый на линейной подвижке, обеспечивающий перемещение источника вдоль оси пучка. На выходе источника установлена вращающаяся заслонка, перекрывающая ионный пучок, и одновременно являющаяся измерителем ионного тока. Система откачки состоит из форвакуумного и турбомолекулярного насосов, которые обеспечивают предельное остаточное давление в рабочей камере $7 \cdot 10^{-5}$ Па. Скорость травления измерялась по высоте ступеньки, полученной при травлении. Высота ступеньки стравленного материала измерялась на интерферометре белого света TalySurf CCI 2000. Профиль пучка получен на широкопольном интерферометре Zygo.

Результаты и обсуждение

Для различных значений энергий и токов ионов были получены зависимости диаметра ионного пучка на полувысоте от расстояния до источника (рис.1в).

Как можно видеть на расстоянии 5-10 мм от выходной апертуры диаметр ионного пучка остается практически неизменным, а далее из-за пространственного заряда происходит быстрая расфокусировка. По этой же причине (влияние пространственного заряда) диаметр пучка растет с ростом ионного тока. Большое ускоряющее напряжение обеспечивает лучшую фокусировку при энергии

ионов 500 эВ и 1000 эВ и одинаковом значении ионного тока 1 мА диаметр пятна различается более чем в два раза. Таким образом, изменяя расстояние от выходной апертуры, либо варьируя ток ионов можно управлять размером ионного пучка и обрабатывать поверхность с требуемыми частотными характеристиками. Минимальный диаметр ионного пучка на полувысоте составил 2.4 мм, что при токе 1 мА соответствует плотности тока равной 22.1 мА/см^2 , что более чем в 2 раза превышает значение для плоской ИОС. Глубина травления в максимуме составила более 2.5 мкм, что соответствует скорости травления 7.1 нм/сек. Данная конфигурация ИОС позволяет проводить коррекцию ошибок формы поверхностей в широком диапазоне пространственных частот (q от $5.6 \cdot 10^{-5} \text{ мкм}^{-1}$ до $4 \cdot 10^{-3} \text{ мкм}^{-1}$).

Работа выполнена при поддержке РФФИ: 18-07-00633, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН. Исследования А.Н. Нечая в части разработки фокусирующей ионно-оптической системы за счет гранта РНФ № 17-12-01227.

Литература

1. W. Liao et al. // Appl. Opt. **53** (19), 4266 (2014).
2. M.V. Svechnikov et al. // Opt. Express 23, 14677 (2015).
3. М.С. Михайленко и др. // «Нанозлектроника и нанозлектроника - 2017», Т.2. С.414 (2017)
4. М.С. Михайленко и др. // «Нанозлектроника и нанозлектроника - 2018», Т.2. С.460 (2018)
5. N.I. Chkhalo and et al. // Precision Engineering, v.48, pp.338–346 (2017).

Спектральные исследования титанатов кальция-меди (ССТО), допированных атомами 3d-металлов

С.В. Некипелов^{1,2*}, Н.А. Жук², Мингалева^{1,2}, О.В. Петрова^{1,2}, Н.Н. Шомысов¹, В.Н. Сивков¹

¹ Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167904.

² Сыктывкарский государственный университет, Октябрьский пр., 55, Сыктывкар, Россия, 167000

* NekipelovSV@mail.ru

Методами NEXAFS-спектроскопии были исследованы твердые растворы титанатов кальция меди (ССТО), допированных атомами железа. Анализ полученных спектров показывает, что в соединениях ССТО атомы титана имеют зарядовое состояние +4, а атомы меди и кальция - +2, и их валентность не меняется при допировании атомами железа при концентрации последних до 6 атомных процентов. При этом допированные атомы железа в основном внедряются в позиции атомов титана и имеют зарядовое состояние Fe³⁺.

Введение

Титанат кальция-меди CaCu₃Ti₄O₁₂ (ССТО) - это материал с необычно высокой диэлектрической проницаемостью ϵ (до 10⁵) и ее слабой температурной зависимостью в широком диапазоне температур (100 - 500 К). При этом допирование ССТО атомами различных металлов приводит к существенному уменьшению диэлектрической проницаемости, которая к тому же сильно зависит от степени допирования. ССТО имеет кубическую ячейку, которая 2x2x2 раза больше ячейки пировскита ABO₃, с атомами Ca/Cu в позициях А и Ti в позициях В. Атомы титана имеют, также как и в структуре пировскита, октаэдрическое окружение из атомов кислорода. При этом из-за довольно большого наклона октаэдра TiO₆ 3/4 атомов А, т. е. атомы Cu с локальной симметрией mmm, скоординированы с четырьмя атомами кислорода, образующими квадрат с атомом меди в центре. Оставшиеся атомы А, т.е. атомы Ca с локальной симметрией m3, имеют ОЦК-компоновку, и каждый из них окружен 12-кислородной икосаэдрической средой. При допировании 3d-атомами остается открытым вопрос о том, в какую позицию (А или В) внедряются данные атомы, и какова степень их окисления (зарядовое состояние).

Все образцы были исследованы методами рентгеновской абсорбционной (NEXAFS - Near Edge X-ray Absorption Fine Structure) спектроскопии с использованием синхротронного излучения накопителя BESSY II (Берлин, Германия). NEXAFS-спектры были получены методом полного электронного выхода (Total electron yield, TEY).

Обсуждение результатов

На рис.1 представлены 2p - спектры поглощения атомов железа в образцах ССТО с разной степенью допирования. Из сравнения спектров представленных образцов ССТО видно, что (i) спектры всех соединений совпадают по числу и энергетическому положению основных полос поглощения А₃ и В₃, (ii) не зависят от степени допирования (на рис.1 представлены только спектры с максимальной из исследованных степенью допирования $x=0,06$; 0,04) и (iii) стехиометрического состава образцов ССТО. Это позволяет предположить, что в данных соединениях атомы железа находятся в одинаковых химическом окружении и координации (положением в кристаллической решетке ССТО). При сравнении NEXAFS Fe2p-спектров исследованных образцов ССТО со спектрами окислов железа можно обратить внимание, что энергетическое положение и интенсивность основных деталей спектра (полосы А₃ и В₃) коррелируют с соответствующими характеристиками спектров атома железа в Fe₂O₃ и Fe₃O₄, но отличаются от спектров FeO. При этом ширина на полувысоте основной полосы В₃ в спектрах ССТО остается одинаковой для всех образцов и сопоставима с шириной полосы в спектре Fe₂O₃, в то время как в спектре Fe₃O₄ она значительно шире. Это обусловлено тем, что в Fe₂O₃, все атомы железа находятся в трехвалентном состоянии, а в Fe₃O₄ они проявляют валентность II и III в зависимости от положения в кристаллической решетке. Все выше изложенное позволяет предположить, что железо в допированных ССТО трехвалентное, т.е. имеет эффективный заряд +3.

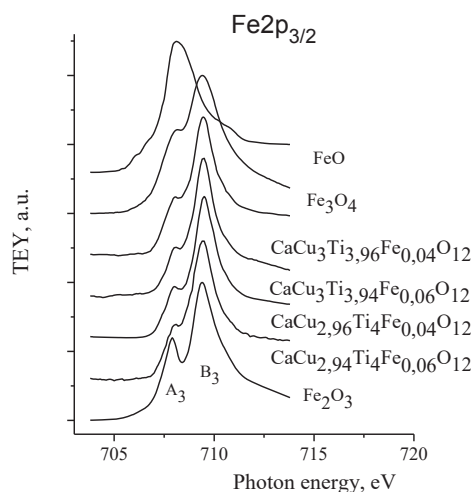


Рис. 1. NEXAFS Fe2p-спектры CCTO и оксидов железа FeO [1], Fe₂O₃ и Fe₃O₄

На рис.2 представлены полученные NEXAFS-спектры титана как исходных CCTO, так и допированных атомами железа при различной степени допирования и стехиометрии. Из рисунка видно, что спектры всех образцов CCTO идентичны. Это позволяет сделать вывод, что допирование железом не меняет состояние атомов титана в CCTO. Для сравнения на рис.2 приведены Ti2p спектры оксидов титана Ti₂O₃ [2] и TiO₂ [3] в различных кристаллических модификациях анатаза, рутила и аморфного оксида титана. Известно, что во всех оксидах атом титана имеет октаэдрическое окружение из атомов кислорода, но при этом оксиды имеют разную кристаллическую решетку: анатаз и рутил – тетрагональную, а Ti₂O₃ – тригональную.

При сравнении представленных на рис.3 NEXAFS 2p-спектров меди видно, что полученные спектры всех образцов CCTO идентичны и аналогичны тонкой структуре спектра CuO. Это указывает, что допирование атомами железа не меняет состояние атомов меди в CCTO и позволяет полагать зарядовое состояние атомов меди в рассматриваемых соединениях Cu²⁺. Кроме того, следует отметить, что атомы меди в кристаллической моноклинной решетке в CuO имеют плоское окружение из 4-х атомов кислорода, как и в CCTO, в то время как в кубической решетке Cu₂O атом меди имеет координационное число 2. Анализ NEXAFS Ca2p-спектров также показывает, что атомы кальция в рассматриваемых соединениях при допировании не меняют своего зарядового состояния Ca²⁺.

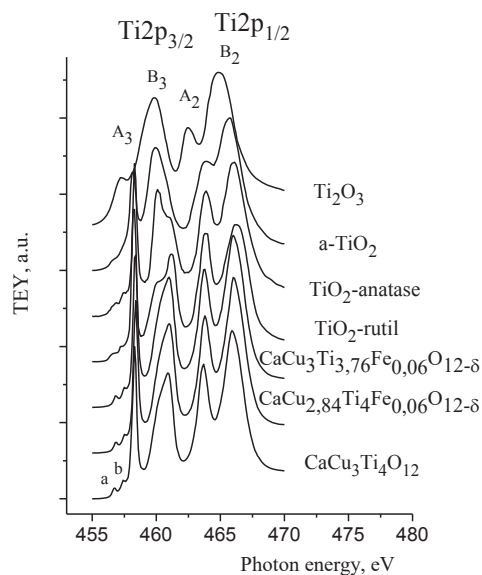


Рис. 2. NEXAFS 2p-спектров титана

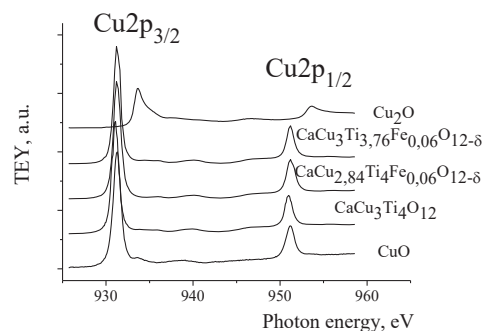


Рис. 3. NEXAFS Cu2p-спектры CCTO и оксидов меди

С учетом этого и с учетом рассмотренных выше спектров атомов железа и титана, в которых энергетическое расщепление состояний данных атомов, проявляющихся в спектрах поглощения, характерно для октаэдрического кристаллического поля, можно предположить, что атомы железа при допировании в CCTO скорее всего располагаются в позициях титана вне зависимости от стехиометрического состава допированного CCTO.

Работа выполнена в рамках двухсторонней программы RGBL на BESSY II и программы фундаментальных исследований УрО РАН № 18-10-2-23.

Литература

1. T.J. Regan, H. Ohldag, C. Stamm, *et. al.* Phys.Rev.B V.64. 214422 (2001).
2. S.O. Kucheyev, T. van Buuren, T.F. Baumann, J.H. Satcher, *et. al.* Phys.Rev. B. V. 69. 245102 (2004).
3. Radtke, S. Lazar, and G.A. Botton. Phys.Rev.B. V.74. 155117 (2006).

Влияние барьерных слоев бериллия на свойства многослойных зеркал Mo/Si

Р.С. Плешков^{1,*}, С.Ю. Зуев¹, В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹, М.В. Свечников¹,
M.G. Sertsu², A. Sokolov², Н.И. Чхало¹, F. Schäfers²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

² Helmholtz-Zentrum Berlin, Albert-Einstein-Straße 15, D-12489 Berlin, Germany.

*pleshkov@ipmras.ru

Приводятся результаты исследований многослойных зеркал Mo/Si для отражения в окрестности длины волны 13,5 нм, содержащих в качестве барьерных слоев Ве и В₄С. Показано, что четырехкомпонентное многослойное зеркало типа Mo/Be/Si/B₄C по коэффициенту отражения превосходит на 1,9% зеркало Mo/Si и на 1,3% зеркало Mo/Si/B₄C.

Введение

Интерес к многослойным зеркалам вызван, в первую очередь, развитием технологии проекционной литографии и с переходом от DUV-литографии к EUV (с рабочей длиной волны 13,5 нм). В первую очередь здесь выделяется задача, связанная с необходимостью максимизации отражения в рассматриваемой спектральной области. С учетом многократного (10 раз и больше) отражения излучения при прохождении через оптическую систему литографической установки коэффициент отражения становится критически важной величиной. Увеличение его даже на относительно небольшую величину (1–2%) может привести к существенному экономическому эффекту.

В работах, посвященных Mo/Si зеркалам, показано, что их пиковый коэффициент отражения достигает 68% при теоретическом пределе 74%. Основной причиной отличия экспериментальных результатов от теоретического расчета является наличие протяженных переходных областей на границах раздела материалов структур. Отмечена также асимметрия переходных областей. В случае осаждения кремния на молибден (Si-на-Mo) ширина оценивается как 0,5–0,6 нм, в случае осаждения молибдена на кремний (Mo-на-Si) – как 1–1,2 нм [1].

Основной методикой увеличения коэффициентов отражения многослойных зеркал Mo/Si признана методика барьерных слоев, заключающаяся в осаждении на поверхность молибдена и/или кремния третьих материалов. Наиболее распространенные барьерные материалы – углерод и карбид бора В₄С. Главная задача – это улучшение границы Mo-на-Si. В результате максимальный коэффициент отраже-

ния для структур типа Mo/B₄C/Si/B₄C и Mo/Si/C составил 70,15% на длине волны 13,5 нм [2].

В [3] сообщается о сглаживании границы (Mo-на-Si) до 0,6 нм при внедрении в систему Mo/Si Ве в качестве третьего материала. Были достигнуты коэффициенты отражения более 71% при $\lambda = 13,5$ нм и более 72% при $\lambda = 12,9$ нм.

Здесь важно отметить, что толщина наиболее прозрачного материала Ве в этих экспериментах была довольно значительной – 1,5–2 нм. В результате уменьшения общего поглощения структуры выросла глубина экстинкции. Полуширина пика отражения составила около 0,5 нм. Для Mo/Si структуры эта величина достигает 0,53 нм. Уменьшение ширины пика отражения является следствием применения относительно «толстого» слоя бериллия.

Важным выводом из рассмотренных работ является следующее утверждение. Сглаживание наиболее проблемной границы Mo-на-Si происходит и при осаждении В₄С на поверхность кремния, а в случае осаждения Ве на поверхность молибдена остается невысокой шероховатость границы Ве-на-Mo.

Следующим шагом на пути повышения отражающей способности многослойных зеркал Mo/Si должен стать синтез структуры типа Mo/Be/Si/B₄C. Причем толщина слоя бериллия должна быть «барьерной», то есть составлять единицы ангстрем. В таких зеркалах можно ожидать повышения отражения без снижения ширины пика. Исследованию таких структур посвящена настоящая работа.

Многослойные зеркала Mo/Si, Mo/Si/B₄C и Mo/Be/Si/B₄C осаждались на сверхгладкие кремниевые подложки методом магнетронного распы-

ления. Подробно об условиях напыления Ве-содержащих зеркал написано в [4].

Параметры структур определялись методом подгонки кривых отражения излучения с длиной волны 0,154 нм с использованием расширенной модели [5]. Измерения в окрестности длины волны 13,5 нм проводили на лабораторном рефлектометре и на синхротроне BESSY-II.

Результаты

По результатам измерений методом малоугловой рентгеновской дифракции и обработки данных измерений определены основные параметры многослойных зеркал (табл. 1).

Таблица 1. Основные параметры исследуемых образцов ($\langle d(M) \rangle$ – средняя толщина пленки материала M : Mo, Si, Be, B_4C , σ – среднеквадратичная шероховатость).

Структура	$\langle d(M) \rangle$, нм	σ , нм
Mo/Si	$h(Si)=4,15$	$\sigma(Si)=0,80$
	$h(Mo)=2,75$	$\sigma(Mo)=0,27$
Mo/Si/ B_4C	$h(B_4C)=0,42$	$\sigma(B_4C)=0,25$
	$h(Si)=3,74$ $h(Mo)=2,75$	$\sigma(Si)=0,38$ $\sigma(Mo)=0,27$
Mo/Be/Si/ B_4C	$h(B_4C)=0,42$	$\sigma(B_4C)=0,25$
	$h(Si)=2,88$	$\sigma(Si)=0,50$
	$h(Be)=0,87$ $h(Mo)=2,75$	$\sigma(Be)=0,28$ $\sigma(Mo)=0,20$

При сравнении параметров для всех типов зеркал, видна общая закономерность: σ в случае многослойных зеркал с барьерными слоями заметно меньше, чем в случае двухкомпонентной структуры Mo/Si. Среднеквадратичная шероховатость $\sigma(Mo)$ в структуре Mo/Be/Si/ B_4C оказываются меньше, чем $\sigma(Mo)$ в структуре Mo/Si/ B_4C . Это говорит о большей резкости межслоевых границ многослойных зеркал с барьерными слоями, и у Mo/Be/Si/ B_4C эти границы оказываются наиболее резкими. В результате многослойные зеркала Mo/Be/Si/ B_4C имеют большее отражение.

На рис. 1 приведены экспериментально полученные спектральные зависимости коэффициента отражения для образцов с параметрами, соответствующими данным табл. 1. Из рис. 1 видно, что многослойные зеркала Mo/Be/Si/ B_4C демонстрируют большую отражательную эффективность. Четырехкомпонентная структура превосходит двухкомпонент-

ную приблизительно на 2%. Полуширина пика отражения зеркала Mo/Be/Si/ B_4C составила 0,535 нм.

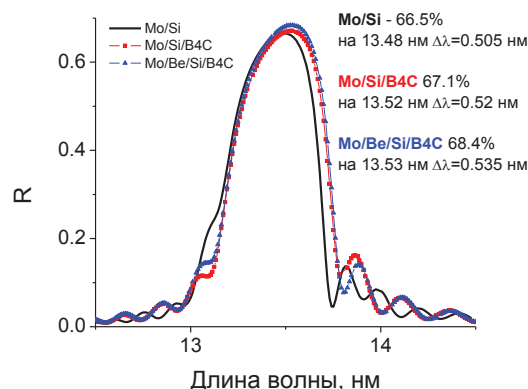


Рис. 1. Спектральные зависимости коэффициентов отражения зеркал Mo/Si, Mo/Si/ B_4C и Mo/Be/Si/ B_4C . Угол падения излучения 2° от нормали

Следует оговориться, что абсолютные значения коэффициентов отражения не достигают 70%. Вероятно, это связано с тем, что изначально были выбраны неоптимальные индивидуальные толщины материалов. Тем не менее, это не должно сказываться на соотношении коэффициентов отражения структур всех трех типов. Оптимизируя соотношение толщин материалов в элементарной ячейке многослойного зеркала, можно получить коэффициент отражения более 70% на длине волны 13,5 нм.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18-02-00588, 18-02-00173, 19-02-00081, 17-52-150006 и программы РАН 0035-2018-0011.

Литература

1. S. Braun, H. Mai, M. Moss *et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. V. 41. 4074 (2002).
2. A. E. Yakshin, R. W. E. van de Kruijs, I. Nedelcu *et al.* // Proc. SPIE V.6517. 65170I (2007).
3. N. I. Chkhalo, S. A. Gusev, A. N. Nechay *et al.* // Optics Letters V42.No26. 5070 (2017).
4. N.I. Chkhalo, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov *et al.* // Thin Solid Films, V. 631, 106 (2017).
5. M. Svechnikov, D. Pariev, A. Nechay *et al.* // J. Appl. Cryst., V. 50, 1428 (2017).

Многослойные зеркала для диапазона длин волн 9-11 нм

В.Н. Полковников*, С.Ю. Зуев, С.А. Гарахин, Д.С. Квашенников, Н.Н. Салащенко,
Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

* polkovnikov@ipmras.ru

В работе рассматриваются многослойные зеркала для диапазона длин волн 9-11 нм. Экспериментально изучены структуры Mo/Y. Впервые изучена зависимость внутренних напряжений таких зеркал от доли молибдена в периоде. Показано, что структуры с нулевым значением напряжений имеют отражение около 6%. Экспериментально полученный максимум коэффициента отражения (30%) соответствует напряжениям -160 Мпа.

Диапазон длин волн 9-11 нм представляет интерес для ряда приложений. Например, для рентгеновской астрономии. На длине волны 9,34 нм в спектре солнечной короны можно увидеть характерную линию FeXVIII, наблюдение за которой позволяет сделать выводы об атомных процессах, управляющих состоянием этой части солнечной атмосферы [1]. Другое направление связано с созданием объективов для проекционной литографии с рабочей длиной волны короче 13,5 нм. В частности, интерес представляет $\lambda=10,8$ нм, на которую приходится максимум излучения ксеноновой плазмы [2]. Таким образом, возникает задача разработки и синтеза многослойных зеркал для этого спектрального диапазона.

В качестве слабопоглощающих материалов для данного диапазона лучше всего использовать Sr, Y, В. Эти вещества обладают низким поглощением в этом спектральном интервале. В качестве рассеивающих материалов хорошо подходят такие как Pd, Ag, Rh, Ru, Mo.

На рис. 1 приведены графики теоретической зависимости коэффициента отражения от длины волны идеальных структур с табличными плотностями без учета шероховатости.

Из этих зависимостей видно, что теоретически возможно достижения высоких коэффициентов отражения (от 53% для Ag/Y и Ag/B до 60% для Rh/Y и Rh/B) в В содержащих и Y содержащих многослойных структур. Также можно отметить, что отличия иттриевых зеркал от боровых незначительное.

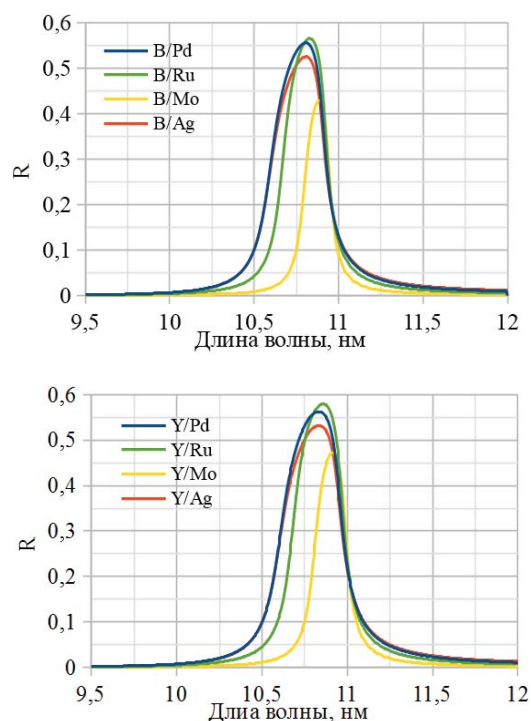


Рис. 1. Коэффициенты отражения для бор-содержащих (сверху) и иттрий-содержащих (снизу) зеркал, оптимизированных на окрестность длины волны 10,8 нм

Теоретический коэффициент отражения зеркал на основе Sr может превышать 70%. Но у Sr имеется серьезный недостаток, который ограничивает его применение. Он обладает высокой химической активностью и на воздухе быстро реагирует с влагой и кислородом.

Структуры, в которых в качестве слабопоглощающего вещества используется В сложно синтезировать, так как В очень плохо распыляется магнетронным способом.

Из возможных рассеивающих материалов (Mo, Pd, Ag, Ru) молибден обладает наименьшим поглощением, и наименьшим контрастом по отношению к иттрию. Следствием этих свойств являются теоретические отражательные характеристики, приведенные на рисунках 2 и 3.

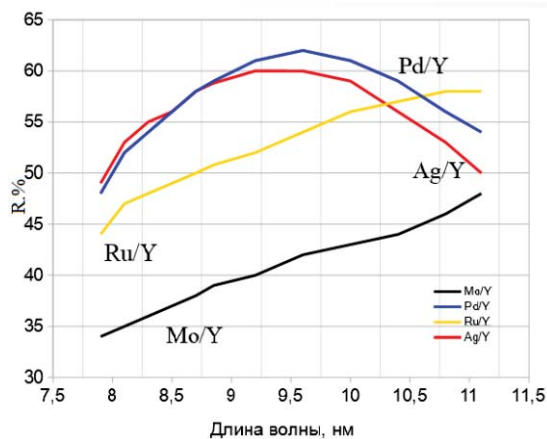


Рис. 2. Зависимости максимального коэффициента отражения от длины волны

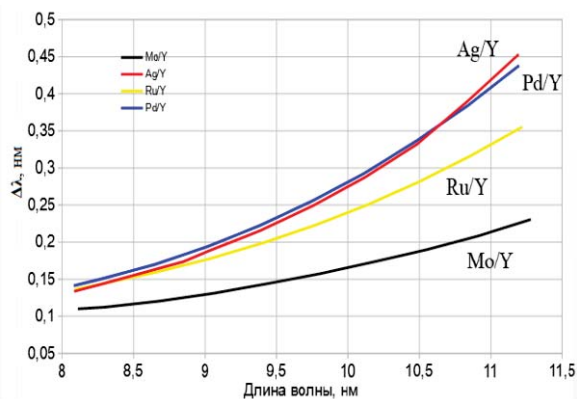


Рис. 3. Зависимости полуширины кривой отражения от длины волны

Несмотря на более низкий коэффициент отражения эти плёнки имеют большое преимущество перед плёнками содержащие драгоценные металлы. Многослойные зеркала Mo/Y обладают лучшей спектральной селективностью, чем иные зеркала содержащие иттрий.

В работе были синтезированы многослойные структуры Mo/Y как буферным слоем В4С так и без него, изучены их внутренние напряжения и коэффициенты отражения. Все образцы имели период около 5 нм, но разную долю рассеивающего вещества в периоде.

Результаты измерения внутренних напряжений от доли рассеивающего вещества в периоде представлены на рис. 4. Результаты измерения коэффициента отражения проводимых на лабораторном рефлектометре на длине волны 9,34 нм представлены на рисунке 5.

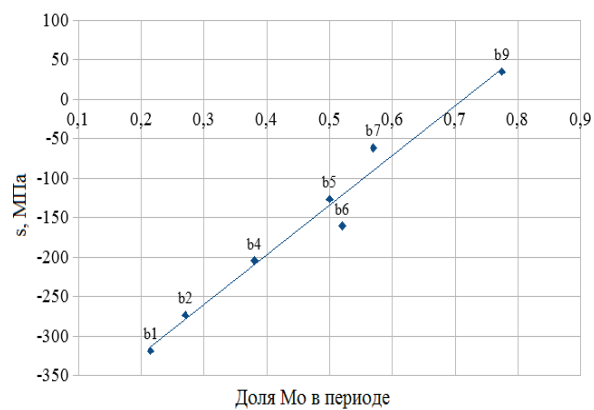


Рис. 4. Экспериментальная зависимость внутренних напряжений от доли молибдена в периоде

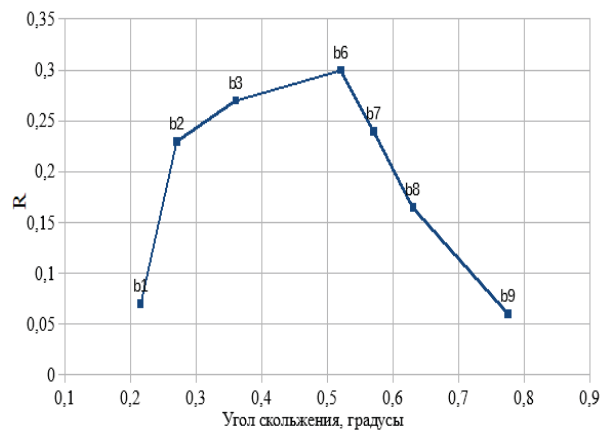


Рис. 5. Экспериментальная зависимость максимума коэффициента отражения на длине волны 9,34 нм от доли молибдена в периоде

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-02-00081, а также в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема № 0035-2014-0204) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. D. Martínez-Galarce, Regina Soufli, David L. Windt *et al.* // *Opt. Eng.*, V. 59, No2, 095102-1 (2013).
2. N. I. Chkhalo, S. A. Garakhin, A. Ya. Lopatin *et al.* // *AIP Advances*, V. 8, 105003 (2018).

Дифракция рентгеновских лучей на полупроводниковом кристалле с металлической и оксидной поверхностной решеткой

В.И. Пунегов

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.

vpunegov@dm.komisc.ru

Разработана теория дифракции пространственно ограниченных рентгеновских пучков на кристалле с поверхностной решеткой другого материала. Данный подход базируется на формализме динамической дифракции с учетом упругих деформаций приповерхностном слое кристалла. Показано, что дифракция на кристалле с решеткой из полос вольфрама и SiO₂ отличается из-за сильного различия в коэффициентах поглощения материалов поверхностной периодической структуры.

Введение

Экспериментально установлено, что угловые распределения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей на кристалле кремния с вольфрамовой [1] и оксидной SiO₂ [2] поверхностной решеткой существенно отличаются. В случае оксидной решетки дифракционные порядки расположены строго горизонтально, в то время как для вольфрамовой периодической структуры наблюдаются диагональные сателлиты. Причина такого отличия до сих пор не установлена. Поэтому цель данной работы состоит в строгом рассмотрении рентгеновской дифракции в кристалле с поверхностной решеткой другого материала.

Теория

Для исследования влияния упругих деформаций на дифракцию рентгеновских лучей от кристалла с поверхностной решеткой (ПР) другого материала будем исходить из первой, наиболее простой модели краевых сил [3]. Согласно этой модели, на краю пленки, лежащей на полубесконечной подложке из другого материала, концентрируется сила $F = \sigma_f h_f$ в направлении, параллельном интерфейсу, где σ_f - компонента напряжения, присутствующая у края пленки, h_f - толщина пленки. В рамках модели краевых сил поле атомных смещений имеет вид

$$u_z = \frac{B}{E} \left((1 + \nu) \frac{zx}{2(x^2 + z^2)} - (1 - \nu) \frac{1}{2} \arctan \frac{z}{x} \right),$$

где ν - коэффициент Пуассона, E - модуль Юнга и $B = 2F_f / \pi$.

Рассматривается симметричная брэгговская дифракция на периодически деформированном кристалле с ПР другого материала. Введена прямоугольная систему координат, согласно которой ось x направлена вдоль поверхности, а ось z - вглубь кристалла. Ширина засветки поверхности решетки падающим пучком равна $l_x^{(in)} = w / \sin(\theta_B)$. Поперечный размер выходящего пучка ограничен щелью S_2 , латеральная проекция ширины отраженного пучка равна $l_x^{(ex)}$ (рис.1). Дифракцией рентгеновских лучей на краях щелей падающего S_1 и отраженного S_2 пучков пренебрегаем (приближение геометрической оптики).

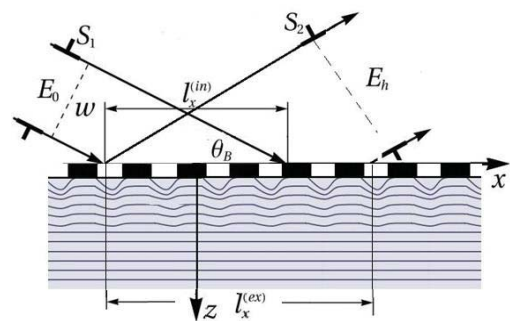


Рис. 1. Схематическое изображение дифракции ограниченного рентгеновского пучка в кристалле с поверхностной решеткой

Двумерные дифференциальные уравнения дифракции преобразуются в одномерные интегродифференциальные уравнения в Фурье простран-

стве, которые дополняются соответствующими граничными условиями.

Численное моделирование

Численное моделирование углового распределения интенсивности рассеяния выполнено для кристалла кремния с поверхностными решетками из вольфрама и SiO_2 . Период обеих решеток составлял 1 мкм, ширина и толщина полос была равна 0.5 мкм и 100 нм, соответственно. Использованы табличные данные для симметричного (111) отражения σ -поляризованного рентгеновского $\text{CuK}\alpha_1$ -излучения с длиной волны $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$ (см. ссылку [4] и указанный в ней адрес сайта “X-Ray Server”). Длина первичной экстинкции составляла $l_{ext} = 1.51 \text{ \mu m}$. Угол Брэгга для выбранного отражения равен 14.221° град., межплоскостное расстояние $d_{111} = 3.1355 \text{ \AA}$. Данные вычисления упругих деформаций в кремнии взяты из [5,6] для W/Si и SiO_2/Si решетки, соответственно.

На рисунке 2 показаны упругие поля атомных смещений в кристаллах кремния с вольфрамовой и окисной поверхностной решеткой.

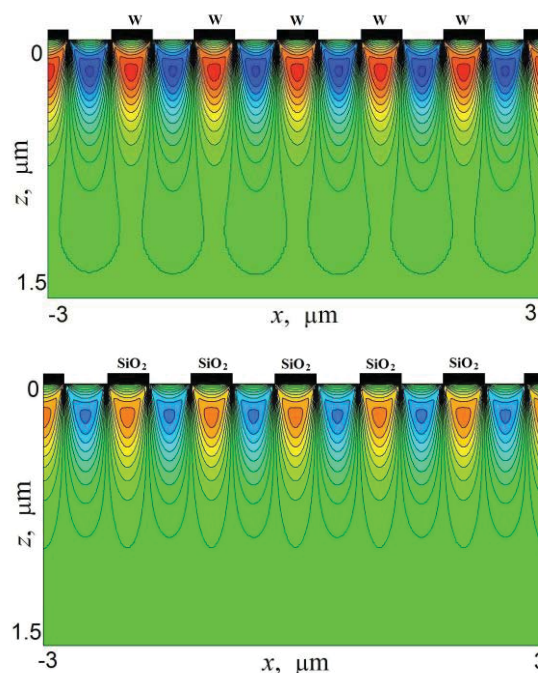


Рис. 2. Упругие поля атомных смещений в кристаллах кремния с вольфрамовой (сверху) и окисной (снизу) поверхностной решеткой

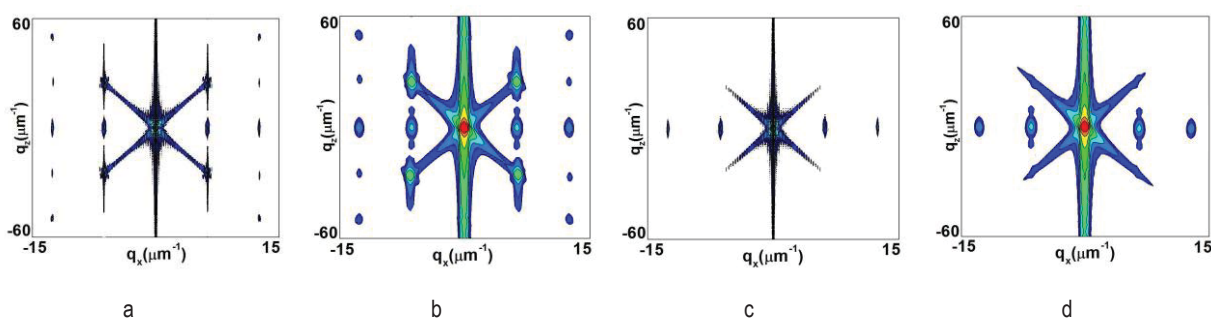


Рис. 3. Карты распределения интенсивности рассеяния от кристалла кремния с вольфрамовой (a,b) и окисной (c,d) поверхностной решеткой без (a,c) и с учетом (b,d) инструментальной функции

На рисунке 3 приведены карты распределения интенсивности рассеяния от кристалла кремния с вольфрамовой и окисной поверхностной решеткой. В случае W/Si системы видны диагональные дифракционные порядки, которые отсутствуют для SiO_2/Si решетки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 18-10-2-23) и РФФИ (проект №17-02-00090).

Литература

1. D.V. Irzhak *et al.* // *J. Appl. Cryst.* V.48, 1159 (2015)
2. P. Ershov *et al.* // *J. Appl. Cryst.* V. 46, 1475 (2013)
3. S.M. Hu // *Appl. Phys. Lett.* V. 32, 5(1978)
4. S. Stepanov, R. Forrest // *J. Appl. Cryst.* V. 41, 958 (2008)
5. I. De Wolf *et al.* // *J. Appl. Phys.* V. 85, 6477 (1999)
6. Y.-L. Shen *et al.* // *J. Appl. Phys.* V. 80, 1388 (1996)

Рентгеновская дифракция пространственно ограниченных пучков на кристалле с градиентом периода решетки

В.И. Пунегов

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.

vpunegov@dm.komisc.ru

Теоретически исследована задача рентгеновской дифракции пространственно ограниченных рентгеновских пучков в градиентном кристалле. Разработан алгоритм вычислений амплитудных коэффициентов отражения от кристаллических систем, параметр решетки которых изменяется по глубине исследуемого образца. Показано, что на картах распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве появляются широкие наклонные полосы, связанные с ограниченностью рентгеновских пучков.

Введение

Динамическая теория дифракции (ДТД) рентгеновских лучей в деформированных кристаллах, впервые предложенная Такаги [1], основана на предположении, что на кристаллическую поверхность падает плоская, неограниченная в латеральном направлении рентгеновская волна. В рамках этой теории невозможно анализировать большие массивы данных в виде карт обратного пространства (reciprocal space maps (RSM)), поскольку распределение интенсивности рассеяния описывается дельта-функцией Дирака. Теоретически рассчитать угловое распределение интенсивности рассеяния плоской волны от совершенного кристалла вблизи узла обратной решетки возможно лишь с использованием инструментальной функции [2]. ДТД пространственно ограниченных рентгеновских пучков в совершенных кристаллах применительно к трехосевой дифрактометрии [3] представлена в работе [2]. Однако такой подход не рассматривался для деформированных и слоисто-неоднородных кристаллических структур. Кроме того, в эксперименте как падающий, так и дифракционно отраженный рентгеновский пучок пространственно ограничен наличием щелей и коллиматоров. Поэтому цель настоящей работы разработать ДТД и алгоритм расчетов пространственно ограниченных пучков в градиентных структурах.

Модель рентгеновской дифракции

Рассмотрим динамическую дифракцию падающего на кристалл пространственно ограниченного щелью S_1 рентгеновского пучка шириной w (рис.1).

Введем систему координат, согласно которой ось x направлена вдоль поверхности слоя, а ось z – вглубь этого слоя. Ширина засветки поверхности кристалла падающим пучком равна $I_x^{(in)} = w / \sin(\theta_B)$. Поперечный размер выходящего пучка ограничен щелью S_2 , латеральная проекция размера отраженного пучка равна $I_x^{(ex)}$ (рис.1).

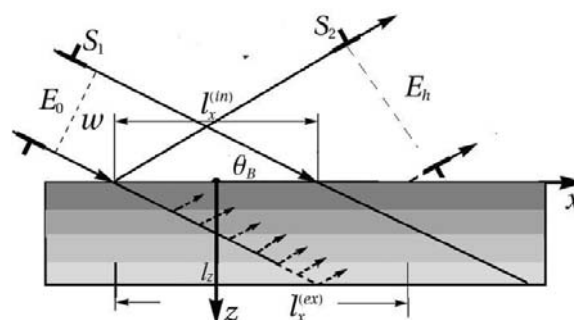


Рис. 1. Схематическое изображение дифракции ограниченного рентгеновского пучка в градиентном кристалле

Дифракцией рентгеновских лучей на краях щелей падающего S_1 и отраженного S_2 пучков пренебрегаем (приближение геометрической оптики). В результате математических преобразований двумерная система уравнений Такаги может быть преобразована в одномерные интегро-дифференциальные уравнения [2]. Эти уравнения допускают аналитические решения для совершенного кристалла конечной толщины. Поэтому они могут быть использованы для вычисления амплитудных коэффициентов отражения и прохождения кристаллов с произвольной одномерной деформацией на основе рекуррентных соотношений для N -слойной системы.

$$R_{\infty}^{(N)}(\kappa; q_x, q_z) = \frac{(S_1^{(N)} b_2^{(N)} - S_2^{(N)} b_1^{(N)})}{S_1^{(N)} - S_2^{(N)}} \quad (1)$$

В соотношении (1) параметры зависят от амплитудного коэффициента отражения $(N-1)$ -слойной системы $R_{\infty}^{(N-1)}(\kappa; q_x, q_z)$. Выражения для этих параметров представлены в [4].

Численные расчеты

В случае градиентного кристалла численное моделирование углового распределения интенсивности рассеяния выполнено для кремния с примесью германия. Использованы табличные данные для симметричного (111) отражения σ -поляризованного рентгеновского $CuK_{\alpha 1}$ -излучения с длиной волны $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$ (см. ссылку [4] и указанный в ней адрес сайта “X-Ray Server”). Длина первичной экстинкции составляла $l_{ext} = 1.51 \text{ \mu m}$. Угол Брэгга для выбранного отражения равен 14.221 угл. град., межплоскостное расстояние $d_{111} = 3.1355 \text{ \AA}$. Для вычисления углового распределения интенсивности рассеяния от $Si_{1-x}Ge_x/Si$ вблизи узла обратной решетки использовались значения $l_x^{(in)} = l_x^{(ex)} = 50 \text{ \mu m}$.

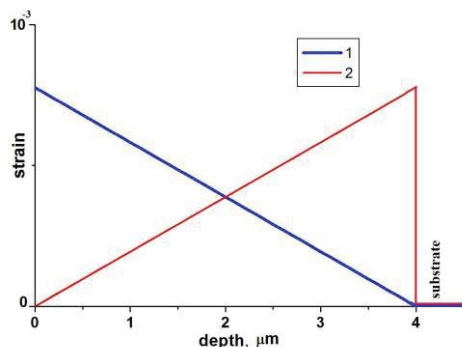


Рис. 2. Профили для прямого (1) и обратного (2) градиента деформации решетки

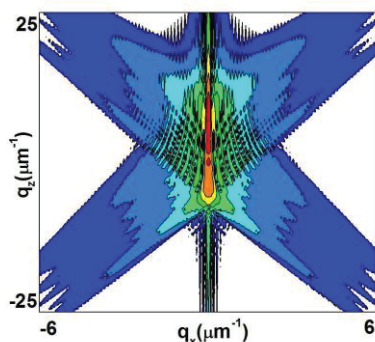


Рис. 3. RSM от $Si_{1-x}Ge_x/Si$ с прямым градиентом деформации решетки

Толщина слоя $Si_{1-x}Ge_x$ составляла 4 \mu m . Концентрация германия x изменялась непрерывно от нуля

у подложки до значения 0.01 на поверхности кристалла (прямой градиент концентрации) и наоборот (обратный градиент концентрации), вызывая деформации решетки (рис.2). Карты RSM для прямого и обратного градиента концентрации Ge показаны на рис.3 и 4. q_z – сканы представлены на рис. 5

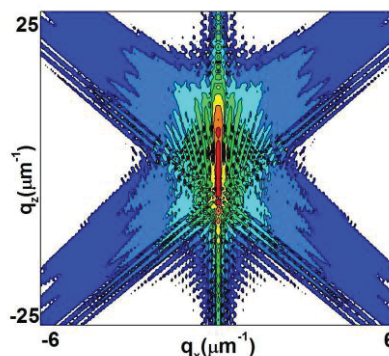


Рис. 4. RSM от $Si_{1-x}Ge_x/Si$ с обратным градиентом деформации решетки

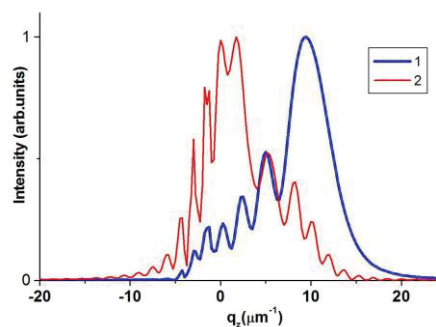


Рис. 5. q_z – сечения RSM от $Si_{1-x}Ge_x/Si$ с прямым (1) обратным (2) градиентом деформации решетки

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 18-10-2-23) и РФФИ (проект №17-02-00090).

Литература

1. S. Takagi // J. Phys. Soc. Japan. V. 27, 1239 (1969).
2. V.I. Punegov et al. // J.Appl.Cryst. V. 50, 1256 (2017).
3. A. Iida, K. Kohra // Phys. Stat. Sol. (a) V. 51, 533 (1979).
4. В.И. Пунегов // ЖЭТФ. Т. 154, 248 (2018).
5. S. Stepanov, R. Forrest // J. Appl. Cryst. V. 41, 958 (2008).

Разработка стенда для исследования процессов конденсации в атомно-кластерных пучках

Н.Н. Салащенко¹, Н.И. Чхало¹, А.Н. Нечай¹, А.А. Перекалов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

В данной работе проводится описание стенда для исследования процессов конденсации в атомно-кластерных пучках. Приведена схема стенда и планируемые эксперименты. В частности планируется исследовать зависимость координат сечения, в котором начинается образование кластеров от перепада давлений на входе и выходе из сопла для различных газов.

Введение

Для нахождения зависимостей, связывающих давление и температуру газовой смеси на входе в сопло и размер кластеров необходимо провести исследования процессов конденсации происходящих в соплах. В ИФМ РАН проводится разработка стенда, позволяющего определить параметры атомно-кластерных струй по люминесцентному излучению кластеров при их возбуждении УФ излучением. В стенде планируется изучение динамики образования кластеров в конденсирующихся струях, в частности нахождения закона роста кластеров при их движении вдоль сопла и расстояния от критического сечения сопла, на котором формируются кластеры большого размера. Для формирования атомно-кластерного пучка используется истечение газа через сверхзвуковое коническое сопло в вакуумный объем. Управление размерами кластеров производится с помощью изменения давления и температуры газа на входе в сопло.

Конструкция экспериментального стенда

Для проведения исследований собран экспериментальный стенд, схема которого приведена на рисунке 1. Данный стенд состоит из УФ-лампы, излучающей преимущественно на длине волны $\lambda=185$ нм; спектрометра; фотодетектора; баллона, содержащего исследуемый газ; редуктора; манометров и форвакуумного насоса. Кластеры формируются в сопле из кварцевого стекла.

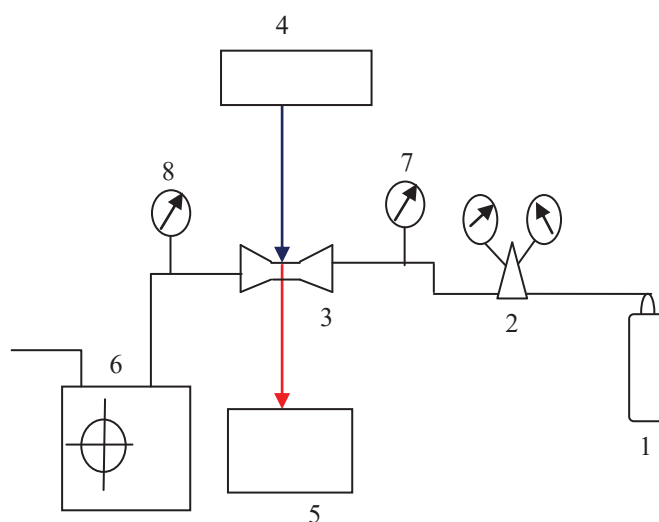


Рис. 1. Схема экспериментального стенда

Исследования на данном стенде проводятся по следующей схеме: газ подается из баллона (1) в сопло (3) через редуктор (2), с другого конца сопла газ откачивается форвакуумным насосом (6). Таким образом создается необходимый перепад давлений для сверхзвукового режима истечения газа из сопла. Манометры (7,8) предназначены для измерения разности давлений на входе и выходе из сопла, нагреватель служит для увеличения температуры газа на входе в сопло. Излучение УФ-лампы попадает в сопло, тем самым вызывая люминесценцию кластеров. Люминесцентное излучение детектируется спектрометром.

Процессы конденсации внутри сопла

В нашем экспериментальном стенде для получения кластеров был выбран метод конденсации в сверхзвуковом коническом сопле. Схематически процесс конденсации изображен на рисунке 2.

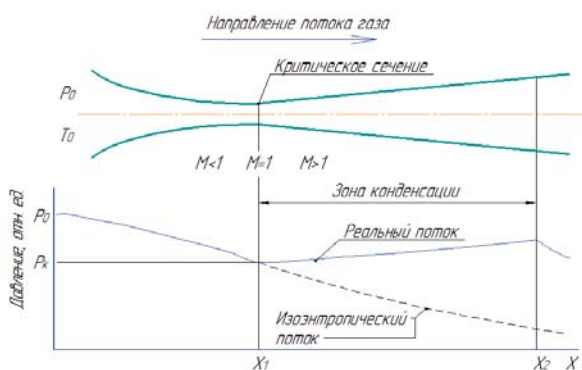


Рис. 2. Схематическое изображение конденсации газа в сверхзвуковом сопле

Подаваемый газ с температурой T_0 и давлением p_0 разгоняется в сужающейся части сопла и в критическом сечении достигает скорости звука. В расширяющейся части сопла происходит дальнейший разгон газа, при этом происходит расширение газа и падение его температуры. Начинается процесс кластерообразования, при котором происходит рост давления и температуры газа за счёт выделения тепла конденсации. Как правило, процессы кластерообразования завершаются до выходного сечения сопла. При изменении температуры газа на входе в сопло и перепада давлений изменяется положение сечения, в котором начинаются процессы образования кластеров. Вычислить средний размер кла-

стеров, образовавшихся в сверхзвуковой струе, истекающей из конического сопла, можно используя эмпирические соотношения Хагены [1,2].

Методика проведения измерений

На данной установке будет проводиться изучение люминесценции кластеров в видимом диапазоне. Проводя с помощью спектрометра измерение интенсивности люминесценции в различных сечениях сопла, мы можем измерить расстояние от критического сечения сопла до сечения, в котором формируются кластеры большого размера. При облучении кварцевого сопла без образования кластеров (или с малым средним размером кластеров) интенсивность люминесценции, фиксируемой спектрометром будет почти нулевой. При возбуждении участка сопла, где формируются большие кластеры ожидается увидеть резкое увеличение интенсивности люминесценции. Таким образом мы можем экспериментально найти интересующее нас расстояние от критического сечения до сечения в котором начинаются процессы образования кластеров для различных газов. Кроме того можно измерить зависимость величины этого расстояния от перепада давлений на входе и выходе из сопла.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 17 - 12 - 01227.

Литература

1. O.F. Hagena. // Surface Science. – 1981. – V.106, №1. – P.101-110.
2. O. F. Hagena, W. Obert. // The journal of Chemical physics. – 1972. – V.56, №5. – P.1793-1802.

Эмиссионные свойства атомарно-кластерных пучков молекулярных газов при импульсном лазерном возбуждении

Н.Н. Салащенко¹, Н.И. Чхало¹, А.Н. Нечай¹, А.А. Перекалов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.
nechay@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе приведены результаты исследования лазерно-плазменного источника мягкого рентгеновского излучения на базе конического сверхзвукового сопла. В качестве мишени использовались молекулярные газы. Изменением параметров газа на входе в сопло были получены различные режимы истечения и исследовано влияние данных режимов на эмиссионные и технические характеристики источника излучения.

Введение

В настоящее время в мире востребованы источники излучения в мягкой рентгеновской области спектра. Так для длин волн 1-50 нм нашли широкое применение лазерно-плазменные источники с газоструйными мишенями. В таких источниках излучения в качестве мишени выступает струя газа, возбуждаемая импульсным лазерным излучением. С такими источниками накачки хорошо сочетаются импульсные источники газовой струи на основе быстродействующих клапанов. Данные источники излучения обладают стабильными характеристиками и сравнительно просты. Для получения больших интенсивностей излучения необходимо формирования газовых струй оптимальной формы и структуры. В этих целях используются профилированные сопла. Так использование профилированных сверхзвуковых газовых сопел позволит перейти от газовых мишеней к кластерным и, в перспективе, к мишеням на основе многослойных кластеров. Использование же именно конических сопел значительно упрощает расчеты параметров кластерных пучков.

Результаты экспериментов

Исследуемый источник газовой струи представляет собой сверхзвуковое коническое сопло с критическим сечением 175 мкм. На входе в сопло система кондиционирования позволяющая подавать газ с известной температурой и давлением. В процессе истечения газа из подобного сопла наблюдается адиабатическая конденсация газа в струе с образованием кластеров.

В данных экспериментах проводилось исследование атомно-кластерных струй углекислоты. Первоначально исследовался эмиссионный спектр углекислоты при возбуждении лазером в широком спектральном диапазоне. Затем проводилась расшифровка полученных спектров. На рисунке 1. представлен эмиссионный спектр углекислоты при давлении газа на входе в сопло 3,3 ата, температуре 300К, энергия лазерного импульса составляла 0,3 Дж, длительность 10 нс, длина волны 1064 нм.

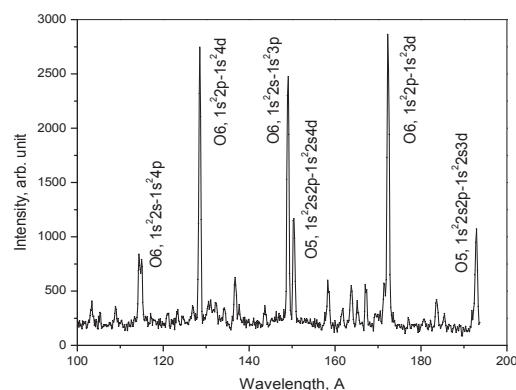


Рис. 1. Эмиссионный спектр углекислоты при импульсном лазерном возбуждении

Видно, что эмиссионный спектр линейчатый, с множеством высокоинтенсивных линий. Данный спектр расшифрован в соответствии с [1] и полностью соответствует линиям ионов кислорода пяти- и шестикратной степени ионизации. Результатом данного этапа работы стало определение длин волн на которых может эффективно излучать лазерно-плазменный источник с мишенью из углекислоты.

На следующем этапе исследований был произведен выбор эмиссионных линий, которые могут охарактеризовать излучающую плазму. Так были выбраны спектральные линии ионов, O-V $1s^22s2p-1s^22s4d$ и O-VI $1s^22s-1s^23p$ и O-VI $1s^22s-1s^23p$ и O-VI $1s^22s-1s^23p$, расположенные при 150,1 и 151,5 Å соответственно. Данные линии соответствуют ионам кислорода пяти- и шестикратной ионизации. Соответственно изменение их интенсивности может, в первом приближении, охарактеризовать изменение числа данных ионов. В свою очередь так можно оценить изменение эффективной температуры плазмы в зоне лазерной искры. Выбранные эмиссионные линии являются высокоинтенсивными, что позволяет проводить точные измерения, и расположены рядом, что позволяет проводить измерения в одинаковых экспериментальных условиях. Далее исследовалось изменение данных спектральных линий при изменении давления на входе в сопло при различных температурах. Для измерений были выбраны две температуры – комнатная, 300K и пониженная, 220K.

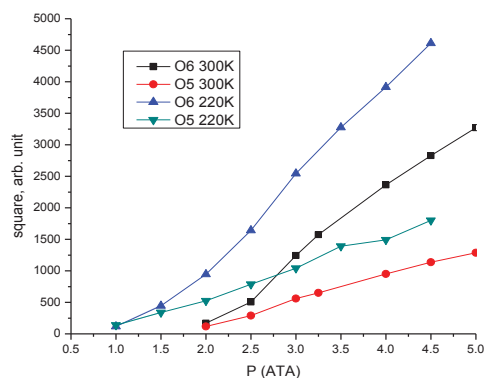


Рис. 2. Зависимость площади под эмиссионными линиями O-V $1s^22s2p-1s^22s4d$, и O-VI $1s^22s-1s^23p$ от давления при разных температурах

На рисунке 2 приведены площади под эмиссионными линиями O-V $1s^22s2p-1s^22s4d$, и O-VI $1s^22s-1s^23p$ от давления при разных температурах. Видно что при росте давления происходит рост интенсивности обеих линий, и соответственно, температуры плазмы. При пониженной температуре также наблюдается рост интенсивности линий при росте давления. При этом интенсивность линий при пониженной температуре выше интенсивности линий при комнатной температуре, что позволяет говорить о наличии кластерного эффекта. Таким образом охлаждение дает возможность увеличить ин-

тенсивность эмиссионных линий при том же расходе газа.

Далее исследовалось изменение интенсивности эмиссионных линий O-V $1s^22s2p-1s^22s4d$, и O-VI $1s^22s-1s^23p$ от удаления зоны разряда от среза сопла при различных температурах.

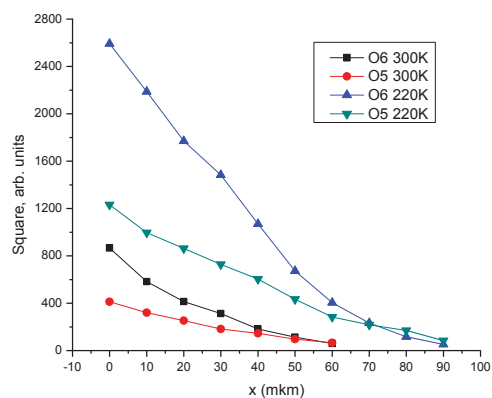


Рис. 3. Зависимость площади под эмиссионными линиями O-V $1s^22s2p-1s^22s4d$, и O-VI $1s^22s-1s^23p$ от расстояния от среза сопла при разных температурах

На рисунке 3 приведены площади под эмиссионными линиями O-V $1s^22s2p-1s^22s4d$, и O-VI $1s^22s-1s^23p$ от удаления зоны разряда от среза сопла при температурах 300 и 220K. Видно что при удалении от среза сопла происходит падение интенсивности линий. При пониженных температурах зона стабильного разряда увеличена на 30% и увеличена интенсивность эмиссионных линий. Это также можно объяснить кластерным эффектом.

Таким образом, наличие кластеров позволяет поднимать интенсивность и увеличить зону разряда. Действие сводится к улучшению условий пробоя и росту поглощения лазерного излучения, что приводит к росту температуры и соответственно концентрации ионов и к росту эмиссионных линий.

Литература

1. Klaus Bergmann «Highly repetitive, extreme-ultraviolet radiation source based on a gas discharge plasma», APPLIED OPTICS/Vol.38, No.25/ 5413-5417.

Применение ФЭС высоких энергий к изучению состава межслоевой области в многослойных рентгеновских зеркалах

С.С. Сахоненков^{1,*}, А.С. Коначук¹, А.У. Гайсин¹, Е.О. Филатова^{1,§}

¹ Санкт-Петербургский Государственный Университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504.

*sergei.sakhonenkov@gmail.com, §selenafilatova@mail.ru

Методом фотоэлектронной спектроскопии высоких энергий проведено исследование многослойной структуры Мо/Ве и пленки Ве на подложке. Обнаружено формирование окисла на поверхности как пленки, так и многослойной структуры. Анализ фотоэлектронных спектров структуры Мо/Ве указывает на формирование переходных слоев на межфазовых границах, обусловленных вероятнее всего процессом интердиффузии материалов соседних слоев в исследуемой структуре.

Введение

Основным требованием при разработке рентгено-оптических схем на основе многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) является достижение высоких пиковых коэффициентов отражения и высокой селективности структур на рабочих длинах волн. Спецификой рентгеновских зеркал являются предельно малые периоды, большое число периодов и сильное поглощение излучения большинством материалов. Ключевая проблема многослойной рентгеновской оптики связана с повышением отражательной способности зеркал. Сложность решения этой проблемы связана с расхождением теоретических расчетов и реальных значений отражательной способности зеркал, которое обусловлено неизбежным возникновением переходных слоев на межфазовых границах в силу двух причин: чисто геометрического фактора (шероховатость поверхности подложки и ростовая шероховатость) и взаимодействия материалов соседних слоев (химическая реакция и интердиффузия). В наибольшей степени переходные слои влияют на коэффициент отражения МРЗ с периодом менее 1 нм. Особенно остро этот вопрос стоит в коротковолновой области спектра, где коэффициенты отражения зеркал в разы меньше теоретического предела. Таким образом, повышение коэффициентов отражения МРЗ тесно связано с проблемой качества “интерфейсов”. Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия высоких энергий (РФЭС ВЭ), выгодно отличается от стандартных методов исследования межслоевых областей в МРЗ. РФЭС ВЭ, являясь неразрушающим методом, позволяет проводить послойный фазовый химический анализ структуры путем изме-

нения угла эмиссии электронов при фиксированной энергии возбуждающих фотонов или/и путем изменения энергии возбуждающих фотонов при фиксированном угле эмиссии электронов.

Все экспериментальные результаты в работе были получены с использованием синхротронного излучения в центре BESSYII (Германия). Измерение фотоэлектронных спектров проводилось на экспериментальной станции «НИКЕ», установленной на канале вывода СИ КМС-1. Аналитическая камера оборудована полусферическим анализатором SCIENTA R4000 (со средним радиусом 200 мм), оптимизированным для детектирования электронов с кинетическими энергиями до 10 кэВ. Анализатор установлен под углом 90° по отношению к падающему пучку. Результирующее энергетическое разрешение составляло около 0,2 эВ при энергии возбуждения 2 кэВ.

Основные результаты

Методом РФЭС ВЭ была изучена многослойная структура Мо/Ве (число периодов – 110) на основе слоев Мо (2.23 нм) и Ве (3.44 нм).

Для получения эталонных фотоэлектронных линий Ве 1s была изучена пленка Ве толщиной 40 нм, синтезированная на кремниевой подложке. На рисунке 1 приведены Ве 1s фотоэлектронные спектры пленки Ве, измеренные при энергии возбуждающих фотонов 2010 эВ и разных углах эмиссии электронов. Видно, что в спектре помимо вклада от чистого бериллия присутствует также вклад от его оксида. Анализ угловых зависимостей Ве 1s фотоэлектронных спектров указывает на формирование ок-

сида на поверхности пленки, вследствие взаимодействия с окружающей средой.

На основе измеренных фотоэлектронных спектров были проведены теоретические расчеты при использовании методики, разработанной в нашей группе [1], и установлено, что толщина оксидного слоя на поверхности пленки Be составляет около 2 нм.

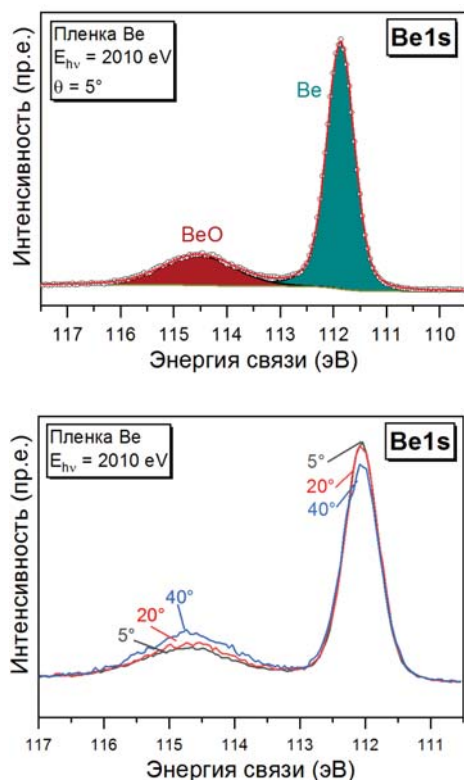


Рис. 1. Be 1s фотоэлектронные спектры пленки Be, измеренные при энергии возбуждающих фотонов 2010 эВ: (верхний) разложение спектра на компоненты; (нижний) изменение спектра при изменении угла эмиссии фотоэлектронов

На рисунке 2 (верхний) представлен измеренный Be 1s фотоэлектронный спектр многослойной структуры Mo/Be, разложенный на составляющие компоненты. Видно образование слоя BeO на поверхности верхнего слоя структуры (Be). Совместное рассмотрение спектров структуры Mo/Be и пленки Be обнаруживает формирование небольшого плеча со стороны меньших энергий связи в спектре Mo/Be. Возникновение фотоэлектронной линии со стороны меньших энергий связи может быть обусловлено процессом интердиффузии (образованием «сплава») материалов соседних слоев в исследуемой структуре.

Аналогичная тенденция наблюдается и в Mo 3d фотоэлектронных спектрах (рисунок 2 (нижний)). В

обеих линиях дублетной структуры спектра разложение на компоненты указывает на формирование дополнительной линии со стороны меньших энергий связи.

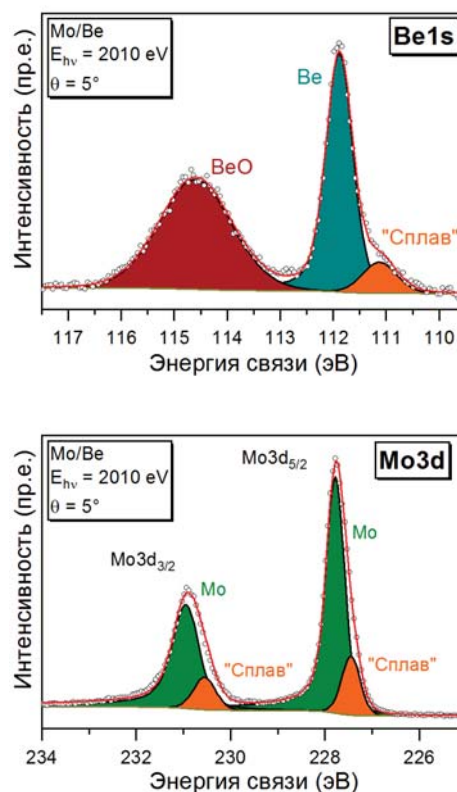


Рис. 2. Фотоэлектронные спектры многослойной структуры Mo/Be, измеренные при энергии возбуждающих фотонов 2010 эВ и угле эмиссии электронов 5°: Be 1s (верхний) и Mo 3d (нижний)

Заключение

В результате проведенной работы было установлено, что в многослойной структуре Mo/Be происходит окисление верхнего слоя бериллия с образованием BeO, а также интердиффузия между слоями бериллия и молибдена с образованием «сплава». На примере многослойной структуры Mo/Be продемонстрированы основные возможности метода РФЭС ВЭ.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-02-00287 А.

Литература

1. E.O. Filatova, I.V. Kozhevnikov, A.A. Sokolov *et al.* // Sci. Technol. Adv. Mater., 13, 015001 (2012).

Multifitting – программа для рефлектометрической реконструкции многослойных нанопленок

М.В. Свечников^{1,*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*svechnikovmv@gmail.com

Описывается инструмент, разработанный для моделирования оптических свойств многослойных нанопленок в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах длин волн, таких, как отражение, пропускание и поглощение в зависимости от угла падения и длины волны зондирующего излучения (прямая задача), а также нахождение параметров пленок по экспериментально полученным кривым отражения и прохождения излучения, в том числе автоматизированное (обратная задача).

Введение

Численная реконструкция многослойной структуры подразумевает специализированную компьютерную программу для расчёта кривых отражения и управления параметрами структуры. Есть примеры бесплатных инструментов рефлектометрической реконструкции, разработанных для широкого круга пользователей и подробно документированных: IMD [1] и GenX [2]; также имеется ряд менее известных и коммерческих программ. Одним из основных недостатков, критичных при изучении многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ), является работа только с одной рефлектометрической кривой. Тем не менее, во многих случаях их функциональности достаточно, о чем свидетельствует количество работ, ссылающихся на эти инструменты: 876 ссылок на IMD и 396 ссылок на GenX на данный момент.

Для восполнения вышеуказанного пробела, а также для внедрения расширенной модели многослойной структуры, описанной в работе [3], в реальный процесс реконструкции было решено создать соответствующий инструмент. При этом предполагалось, что итоговый продукт будет применяться в «рутинном» режиме, изо дня в день широким кругом пользователей из научного и технологического сообщества. Это значит, что вопросы пользовательского интерфейса, удобства и эргономики являются одними из первостепенных, и им уделено особое внимание. За основу был взят многооконный пользовательский интерфейс IMD, как в силу субъективного удобства, так и в силу популярности этого инструмента и привычности интерфейса для большого количества пользователей. В докладе описы-

ваются основные возможности программы Multifitting и основные её особенности с точки зрения пользователя.

Основные возможности

Основное назначение программы – моделирование оптических свойств многослойных нанопленок в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах длин волн, таких, как отражение, пропускание и поглощение в зависимости от угла падения и длины волны зондирующего излучения (прямая задача), а также нахождение параметров пленок по экспериментально полученным кривым отражения и прохождения излучения, в том числе автоматизированное (обратная задача).

Задаваемая планарная структура может содержать подложку, отдельные слои, периодические участки произвольной степени вложенности с числом слоёв в периоде ≥ 2 , аperiodические участки. Каждый слой структуры характеризуется материалом, плотностью, толщиной, продолжительностью межслоевого интерфейса на верхней границе данного слоя. Материал может быть задан по названию, при наличии оптических констант данного материала в базе данных, или составлен из отдельных химических элементов с произвольными стехиометрическими соотношениями. Multifitting может использовать базу оптических констант IMD, собранную из атомных факторов рассеяния первых 92 химических элементов [4] и независимых исследований тех или иных веществ. Межслоевой интерфейс характеризуется среднеквадратичной шириной σ и набором функций профиля [3] с индивидуальным весом. Периодическая структура может характери-

зоваться количеством периодов, толщиной периода, а при числе слоёв в элементарной ячейке, равном 2, также числом γ – отношением толщины первого слоя к толщине периода. Также для каждого слоя в элементарной ячейке можно задать отклонение от точной периодичности: линейную, случайную или периодическую добавку к толщине по глубине структуры.

Число одновременно учитываемых экспериментальных кривых для каждой структуры может быть произвольным. Каждая кривая характеризуется типом измеряемой величины (отражение/пропускание), типом аргумента (угол падения/угол скольжения/длина волны/энергия фотонов), единицами измерения (градусы /минуты/секунды/радианы/миллирадианы /ангстремы/нанометры/микрометры/электронвольты/килоэлектронвольты), интенсивностью и поляризацией зондирующего излучения, энергетическим и угловым разрешением прибора. Для измерений при малых углах скольжения имеет значение форма и ширина профиля интенсивности зондирующего пучка, а также размер образца и его центровка относительно пучка.

Подбор параметров модели может выполняться вручную или автоматически. Multifitting содержит несколько алгоритмов подгонки, реализованных в библиотеках GSL [5] и SwarmOps [6]. Эти алгоритмы можно разделить на две группы: локального и глобального поиска. Multifitting позволяет запускать серию автоматических подгонов со случайными начальными значениями искомых параметров. Такая стратегия повышает охват параметрического пространства и увеличивает вероятность успеха, однако требует пропорционального увеличения времени для вычислений.

Пользовательский интерфейс

Multifitting обладает графическим пользовательским интерфейсом, реализованным в рамках фреймворка Qt. Основное окно почти полностью повторяет основное окно IMD и содержит изучаемую структуру в виде древовидного списка (рис. 1). Дерево структуры иллюстрирует общий вид структуры и предоставляет основную информацию о параметрах слоёв. Ниже находится панель инструментов, еще ниже (Independent Variables) окна задания «независимых» кривых, не связанных с экспериментальными данными, и доступ к визуализации графиков, настройкам расчёта и фитинга (Main Tools). В самом

низу (Target Curve) содержится перечень загруженных экспериментальных кривых с кратким

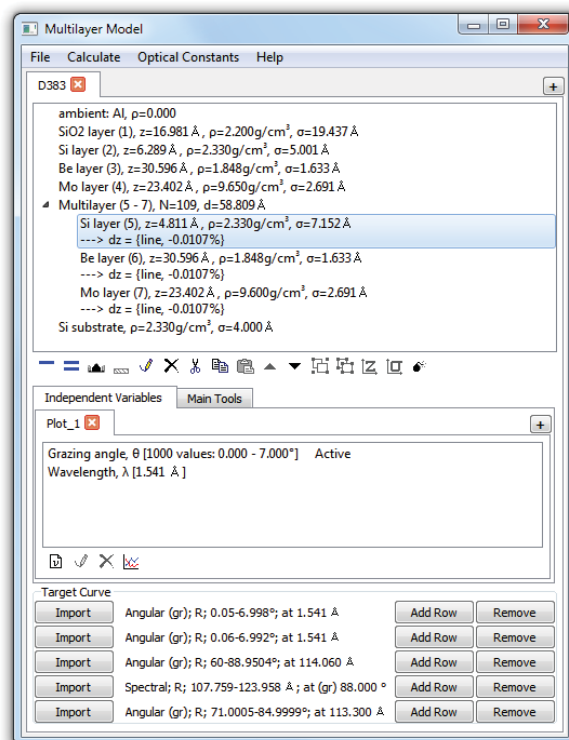


Рис. 1. Основное окно Multifitting. В качестве примера загружена Mo/Be/Si структура

описанием и кнопками для редактирования. В отдельных окнах ведется управление экспериментальными кривыми, настройками вычислений, работа с графиками и управление параметрами моделируемых структур.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН № 0035-2014-0204, при поддержке грантов РФФИ № 18-32-00173 и № 19-07-00173.

Литература

1. Windt D // Computers in Physics, V. 12, № 4, P. 360 (1998).
2. M. Björck, G. Andersson // Journal of Applied Crystallography, V. 40, № 6, P. 1174-1178 (2007).
3. M. Svechnikov, D. Pariev, A. Nechay, N. Salashchenko, N. Chkhalo, Y. Vainer, D. Gaman // Journal of Applied Crystallography, V. 50, № 5, P. 1428-1440 (2017).
4. CXRO: The Center for X-Ray Optics http://henke.lbl.gov/optical_constants/.
5. GSL: GNU Scientific Library <https://www.gnu.org/software/gsl>.
6. SwarmOps: numerical optimization library <http://www.hvass-labs.org/projects/swarmops>.

Диэлектрическая проницаемость бериллия в диапазоне длин волн 1–60 нм

М.В. Свечников^{1,*}, А.Я. Лопатин¹, Р.С. Плешков¹, В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹, Н.Н. Цыбин¹, Н.И. Чхало¹, F. Schäfers², M.G. Sertsu², A. Sokolov³

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Department of Nanooptics and Technology, Helmholtz-Zentrum Berlin, Albert-Einstein-Straße 15, D-12489 Berlin, Germany.

³ Department Precision Gratings, Helmholtz-Zentrum Berlin, Albert-Einstein-Straße 15, D-12489 Berlin, Germany.

*svechnikovmv@gmail.com

Экспериментально определена диэлектрическая проницаемость бериллия в диапазоне длин волн 1–60 нм по коэффициенту пропускания тонких плёнок; приведено сравнение оптических констант бериллия, полученных разными исследовательскими группами в разное время.

Бериллий является уникальным прозрачным материалом в экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне на длинах волн >11.1 нм и может применяться в составе многослойных зеркал и абсорбционных фильтров. Расчеты показывают, что если в диапазонах длин волн 2–4 нм и 11–17 нм Be действительно оптимален в качестве спэйсера (материала с низким показателем преломления), то в области 17–40 нм Be может выступать в качестве рассеивающего материала, при этом с поглощением, как у материалов спэйсеров. Однако, экспериментально получаемые значения коэффициентов отражения многослойных зеркал отличаются от расчетных, причём тем сильнее, чем больше рабочая длина волны [1]. При этом роль межслоевых шероховатостей с ростом длины волны падает и геометрическое несовершенство структур уже не может объяснить наблюдаемые расхождения. Предполагаемой причиной ошибки являются некорректные данные о поглощении бериллия в ЭУФ диапазоне, приведенные в доступных базах данных [2, 3]. Наиболее точные данные в диапазоне энергий 40–111 эВ были получены в работе [4]. Стоит отметить, что в этой работе для измерений коэффициентов пропускания плёнок в диапазонах 40–50 эВ, 50–111 эВ и 111–250 эВ использовались различные наборы образцов, причём образцы для диапазона 50–111 эВ (свободностоящие плёнки толщиной 700 нм и 1000 нм) содержали до 30 нм оксида бериллия.

В данной работе были измерены коэффициенты пропускания двух свободностоящих Be плёнок в диапазоне энергий 15–630 эВ с толщинами 75 нм и 150 нм. Результаты измерений сравниваются с расчетными величинами, использующими данные CXRO [2, 4] и Palik [3] (см. рис. 1).

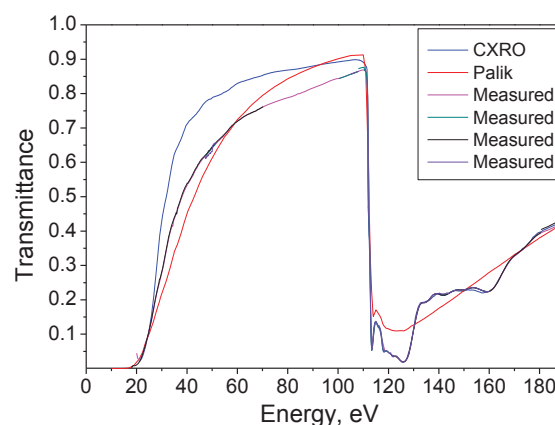


Рис. 1. Сравнение измеренного коэффициента пропускания Be пленки с расчетным, на основе оптических констант, опубликованным CXRO [2, 4] и Palik [3]

В докладе описывается методика измерений, основные источники ошибок и оптические константы Be, восстановленные по кривым пропускания пленок.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН № 0035-2014-0204 с использованием оборудования ЦКП “Физика и технология микро- и наноструктур” ИФМ РАН, при поддержке грантов РФФИ № 19-07-00173, № 18-32-00173, 18-02-00588.

Литература

1. Chkhalo *et al.* // Journal of Nanoscience and Nanotechnology, V. 19, № 1, P. 546-553 (2019).
2. CXRO: The Center for X-Ray Optics http://henke.lbl.gov/optical_constants/.
3. Handbook of optical constants of solids II / ed. E.D. Palik. – Boston: Academic Press, 1991.
4. R. Soufli, S. Bajt, E.M. Gullikson // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, V. 3767, P. 251-258 (1999).

Исследования каталитических систем на основе многостенных углеродных нанотрубок

В.Н. Сивков^{1*}, А.М. Обьедков², О.В. Петрова^{1,3}, С.В. Некипелов^{1,3},
А.Е. Мингалев^{1,3}, Д.В. Сивков^{1,6}, К.В. Кремлев², Б.С. Каверин²,
Н.М. Семенов², А.В. Кадомцева⁴, С.А. Гусев⁵, П.А. Юнин⁵, Д.А. Татарский

1 Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167904.

2 Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук, 603950, Нижний Новгород, Россия.

3 Сыктывкарский государственный университет, 167000, Сыктывкар, Россия.

4 «Приволжский исследовательский медицинский университет» Министерства здравоохранения Российской Федерации, 603005, Нижний Новгород, Россия.

5 Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603087, Нижегородская область, Кстовский район, д. Афонино.

6 Федеральный университет Иммануила Канта, Калининград, Россия

svn@dm.komisc.ru

Приведены результаты изучения каталитической системы на основе многостенных углеродных нанотрубок, на внешнюю поверхность которых с использованием в качестве прекурсора формиата меди были осаждены методом прогрева при температуре 473 °К в токе Ag наноразмерные покрытия соединений меди. Исследования нанокompозита Cu/МУНТ, проведенные методами ультрамягкой рентгеновской спектроскопии и дифрактометрии, продемонстрировали комплементарность этих методов при изучении наноструктурированных материалов. Показано, что разработанная технология нанесения на поверхность МУНТ наночастиц меди является эффективной для приготовления катализаторов.

Введение

Декорирование поверхности МУНТ наноразмерными металлосодержащими покрытиями позволяет существенно изменять их физико-химические свойства [1]. Гибридные материалы на основе МУНТ, поверхность которых декорирована металлами, окислами или карбидами металлов, имеют большую перспективу применения в качестве нанодисперсных наполнителей материалов, а также в фотокатализе, гетерогенном катализе, газовых сенсорах и в электрохимических конденсаторах [2]. В частности, значительный интерес вызывает использование гибридного материала на основе МУНТ, поверхность которого декорирована наночастицами меди, как катализатора восстановления тетрахлорида германия водородом. В работе [3] было показано, что применение такого катализатора позволило снизить температуру проведения процесса с 1073 К до 723 К и увеличить степень конверсии тетрахлорида германия до 98 %. Не смотря на активное изучение нанокompозита Cu/МУНТ, к настоящему времени имеется достаточно много открытых вопросов связанных, как с технологией получения гибридного материала, так и с диагностикой его физико-химических свойств. Метод декорирования поверхности МУНТ наночастицами меди подробно описан в работе [3]. Для синтеза нанокompозита Cu/МУНТ в качестве прекурсора было использовано неорганическое соединение - формиат меди (соль меди и муравьиной кислоты).

Методика синтеза гибридного наноматериала отличается от технологии MOCVD. Нанокompозит Cu/МУНТ был получен пиролизом формиата меди, предварительно нанесенного на поверхность МУНТ из водного раствора. Пиролиз проводили в токе аргона. Спектральные исследования композита проводились путем регистрации полного электронного выхода (ТЕУ) с энергетическим разрешением не хуже 0.05эВ. Были измерены спектральные зависимости сечений поглощения (СП) в области NEXAFS C1s–порогов ионизации в относительных единицах как исходной нанотрубки, так и интерфейса нанотрубка/(покрывающий слой) в композите. Наноразмерные покрытия тестировались методами сканирующей электронной микроскопии, а покрытия большей толщины - методами рентгеновской дифрактометрии.

Обсуждение результатов

На Рис.1 показаны спектральные зависимости СП в области Cu2p – края поглощения композита Cu/МУНТ после выноса на атмосферу, окиси меди CuO, закиси меди Cu₂O с небольшим содержанием CuO, металлической меди и спектр полного фотоионного выхода (the total photoion yield, TPIY) атомарной меди [4]. Атомный спектр Cu отображает четкую структуру, соответствующую 2p_{3/2,1/2} → 4s и 4d переходам, со спин-орбитальным расщеплением 20 эВ. При этом в спектре атома меди не обнаруживается 2p_{3/2} → 3d перехода, энергетиче-

ское положение которого должно наблюдаться на 1.5 эВ выше, чем энергия $2p_{3/2} \rightarrow 4s$ перехода [5]. Следует отметить, что сечение $2p_{3/2,1/2} \rightarrow 3d$ возбуждения более чем в 100 раз больше сечения перехода на $4s$ состояния [4], поэтому их появление резко изменили бы спектр. Отсутствие переходов в $3d$ -состояния ясно указывает, что в основном состоянии электронная конфигурация атомов Cu является $[\text{Ar}]3d^{10}4s^1$. Тонкая структура Cu2p-спектра металла резко отличается от спектра атома проявлением $2p_{3/2,1/2} \rightarrow 3d$ переходов, что обусловлено неполным заполнением $3d$ -состояний, вследствие $3d$ - $4s$ гибридизации и изменения электронной конфигурации атомов меди в металле $[\text{Ar}]3d^{10-x}4s^{1+x}$ $x=0.4-4.5$ [6,7]. В приближении чисто ионной модели валентные состояния атома меди должны быть Cu^0 в металле, Cu^I в закиси Cu_2O и Cu^{II} в окиси CuO меди, а их электронные конфигурации $[\text{Ar}]3d^{10}4s^1$, $[\text{Ar}]3d^{10}4s^0$ и $[\text{Ar}]3d^94s^0$, соответственно. Однако эта модель не применима к металлической меди, которая имеет не полностью заполненную $3d$ -оболочку.

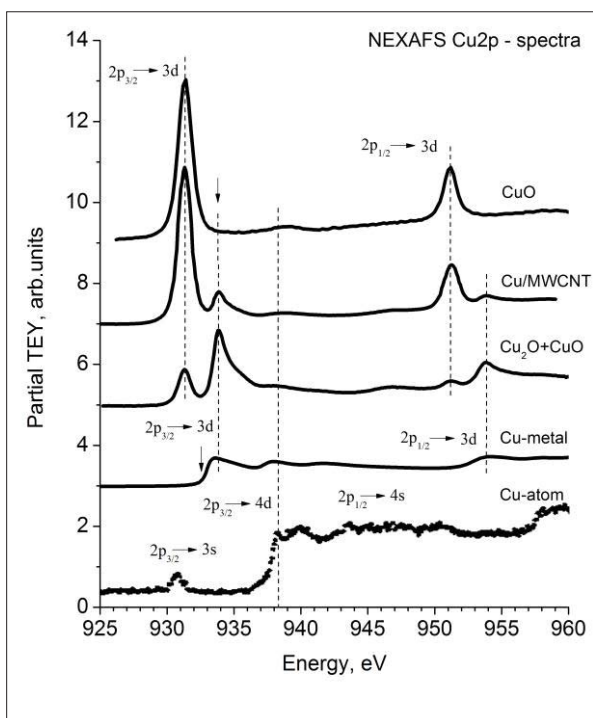


Рис. 1. NEXAFS Cu2p – спектров поглощения соединений меди и ТРИУ атомарной меди [4]. Стрелками указаны энергии связи $2p_{3/2}$ – электронов в металле (932.6 eV) и оксиде CuO (933.6 eV)

Известно[6-8], что для оксидов Cu_2O и CuO электронные конфигурации отличаются от ожидаемых в чисто ионной модели числом $3d$ электронов порядка 9.5 и 9.35-9.4 на атом Cu, соответственно. Как видно из спектров основным вкладом в NEXAFS Cu2p-края оксидов Cu_2O и CuO является $2p \rightarrow 3d$ переходы, как и в металле. Видно также,

что край поглощения в спектре образца закиси Cu_2O находится примерно в том же положении, что и металла, а край поглощения окиси CuO смещается в область высоких энергий примерно на 2 эВ. При этом $2p \rightarrow 3d$ пик смещается в область перед $\text{Cu}2p_{3/2}$ порогом ионизации. Резкое увеличение интенсивности первой полосы в NEXAFS 2p-спектре CuO происходит в результате кулоновского взаимодействия между сильно локализованных рентгеновской $2p$ - вакансией и возбужденного $3d$ -электрона. Конечным состоянием является так называемый «остовный экситон» (core exciton), что подтверждается данными XPS [5]: наблюдаемый пик в $\text{Cu}2p$ - спектре поглощения CuO ниже энергии связи $\text{Cu}2p_{3/2}$ – электрона (отмечено стрелкой). Приведенные на рисунке $\text{Cu}2p$ – спектры атома, металла и оксидов меди наглядно показывают, что NEXAFS $\text{Cu}2p$ –спектров поглощения даёт информацию о степени окисления и заполнения $3d$ -состояний в соединениях меди. Анализ формы спектров и энергий элементов тонкой структуры $\text{Cu}2p$ – спектра композита определенно демонстрируют, что на поверхности МУНТ присутствуют оксиды CuO и Cu_2O .

Работа выполнена в рамках двухсторонней программы RGBL на BESSY II и программы фундаментальных исследований УрО РАН № 18-10-2-23, поддержана из средств субсидии, выделенной на реализацию Программы повышения конкурентоспособности БФУ им. И.Канта, в рамках выполнения Госзадания ИМХ РАН тема 45.8, проекта РФФИ №18-33-0077 и оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. C.N.R. Rao, A.K. Cheetham. *J. Mater. Chem.*, **11**, 2887 (2001).
2. D. Eder. *Chemical Reviews*. **110**, 1348(2010).
3. А. В. Кадомцева, А. В. Воротынецев, В. М. Воротынецев и др.. *ЖПХ*, **88**, 563 (2015).
4. U. Arp, K. Iemura, G. Kutluk et. al. *J. Phys. B*: **27**, 3389, (1994)
5. O. Cheshnovsky, K. J. Taylor, J. Conceicao, and R. E. Smalley. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1785 (1990)
6. M. Grioni, J.B. Goedkoop, R. Schoorl, et. al. *Phys. Rev.B*, **39**, 1541, (1989)
7. H. Ebert, J. Stöhr, S. S. P. Parkin et. al. *Phys. Rev. B*, **53**, 16067, (1996)
8. M. Grioni, M. T. Czyżyk, F. M. F. de Groot et. al. *Phys. Rev.B*, **39**, 4886 (1989)

Спектральные зависимости оптических постоянных металлического никеля в областях резонансного фотопоглощения

В.Н. Сивков^{1*}, Д.В. Сивков^{1,3}, О.В. Петрова^{1,2}, С.В. Некипелов^{1,2}, А.Е. Мингалева¹, Р.Н. Скандаков¹, Н.Б. Климова³, П. Ершов³, В.Г. Кон⁵, А. Рогалев⁴, И.И. Снегирева⁴, А.А. Снегирев³

¹Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167904.

²Сыктывкарский государственный университет, 167000, Сыктывкар, Россия. ³

³Федеральный университет Иммануила Канта, Калининград, Россия.

⁴European Synchrotron Radiation Facility(ESRF), B. P. 220, 38043, Grenoble, France.

⁵Russian Research Centre «Kurchatov Institute», 123098, Moscow, Russia.

svn@dm.komisc.ru

В работе обсуждается проблема определения спектральной зависимости оптических постоянных в областях ближней тонкой структуры 3р, 2р и 1s - порогов ионизации металлического Ni по экспериментальным зависимостям сечения поглощения $\sigma(E)$ в широком спектральном интервале с применением соотношений Крамерса-Кронига.

Известно, что действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости, показателя преломления, коэффициента отражения и атомного формфактора связаны друг с другом в широком интервале энергий интегральными соотношениями Крамерса-Кронига (СКК) [1,2]. Эти соотношения определяют численное значение одной оптической постоянной, как функции от энергии E , через полный спектр другой оптической постоянной, как энергетической функции от нуля до бесконечности. СКК носят общий характер и не зависят от агрегатного состояния, структуры и атомного состава изучаемого вещества. Однако СКК не позволяют получить зависимость величины оптической постоянной аналитически, а только лишь в численном виде путем интегрирования по всему спектральному интервалу. В работе первоначально решается задача определения дисперсионной зависимости коэффициента рефракции $n(E)$ в областях 3р, 2р и 1s порогов ионизации металлического Ni по экспериментальным зависимостям сечения поглощения $\sigma(E)$ в широком спектральном интервале. При этом были использованы данные по $\sigma(E)$ в интервале 0-100 кэВ взятые из таблиц [3,4], интерполированные по степенному закону вне краев поглощения. В области NEXAFS 3р и 2р – порогов ионизации использованы данные работ [5,6]. Сечения в области тонкой структуры Ni1s – края поглощения были измерены методом прямого фотопоглощения. Суммарная сила осциллятора по построенной $\sigma(E)$ в области 0-100кэВ составила 27.95, что находится в хорошем соответствии с

Правилom сумм и близко к числу электронов в атоме никеля $Z=28$. Существенно, что результаты дисперсионной зависимости коэффициента преломления в области Ni 1s - края поглощения хорошо согласуются с результатами, полученными из спектральных измерений фокусного расстояния рентгеновской фокусирующей параболической Ni линзы в области аномального фотопоглощения. По данным сечений поглощения и вычисленным по ним зависимостям $n(E)$ были определены спектральные зависимости остальных оптических коэффициентов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований УрО РАН 18-10-2-23 и из средств, выделенных на программу повышения конкурентноспособности Балтийского федерального университета им. И. Канта.

Литература

1. H.A. Kramers, AИ Congr. Inten. Fis. Como., **2**, 545 (1927)
2. R. Kronig, J. Opt. Soc. Am. , **12**, 547, (1926).
3. B.L. Henke, E.M. Gullikson, J.C. Davis, At. Data Nucl. Data Tables **54**, 181-343 (1993).
4. E.B. Saloman and J.H. Hubbell, At. Data Nucl. Data Tables **38**, 1-197 (1988)
5. L.A. Feldkamp, M.B. Stearns, S.S. Shinozaki, Phys. Rev.B, **20**, 1310, (1979)
6. V.N. Sivkov, S.B. Nekipelov, D.V. Sivkov, *et.al.* Bulletin RAS:Physics, **71**, 76, (2007).

Влияние термического отжига на свойства многослойных зеркал Mo/Be

Р.М. Смертин^{1,*}, С.Ю. Зуев¹, В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹, М.В. Свечников¹,
M.G. Sertsu², A. Sokolov², Н.И. Чхало¹, F. Schäfers², П.А. Юнин¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

² Helmholtz-Zentrum Berlin, Albert-Einstein-Straße 15, D-12489 Berlin, Germany.

*smertin_ruslan@ipmras.ru

В работе рассматриваются эффекты термического воздействия на рентгенооптические характеристики, структуру пленок и переходных областей зеркал нормального падения Mo/Be, оптимизированных на максимум отражения в окрестности длины волны 11,2 нм. Показано, что в результате термического отжига происходит увеличение шероховатости межслоевых границ. При этом не изменяется значение периода рентгеновского зеркала.

Введение

Зеркала на основе бериллия уже давно привлекали к себе внимание благодаря, прежде всего, теоретической возможности обеспечения пика отражения выше 70% вблизи края поглощения этого элемента (11,1 нм). Наши исследования позволили получить 70,3% на длине волны 11,3 нм [1]. И это интересно с точки зрения получения большего пространственного разрешения литографического оборудования путем перехода к более короткой рабочей длине волны (от 13,5 нм к 11,2 нм).

При разработке зеркал для таких приложений как проекционная литография важно учитывать фактор термического воздействия на зеркала. В случае нагрева возможны структурные изменения, которые приводят к негативным последствиям, как снижение отражательной способности зеркал, так и/или к смещению пика отражения по спектру.

Как правило, основными факторами, приводящими к таким последствиям, являются: структурные дефекты в отдельных слоях, уширение переходных областей на границах раздела между материалами, проникновение кислорода из остаточной атмосферы вакуумной установки. Вследствие термического воздействия может усиливаться взаимодиффузия материалов, что приводит к дополнительному возрастанию протяженности переходных областей.

В работе [1] были установлены следующие значения величин переходных областей зеркал Mo/Be: для границы Mo-на-Be 0,67 нм, для границы Be-на-Mo 0,33 нм. Их уширение, не скомпенсированное каким-либо положительным фактором, непременно приведет к снижению отражения. Таким положи-

тельным фактором может стать вытеснение кислорода, аккумулированного слоями бериллия при росте структуры. Этот эффект продемонстрирован в работе [2].

Данная работа посвящена детальному рассмотрению этого эффекта термического воздействия на рентгенооптические характеристики, структуру пленок и переходных областей зеркал нормального падения Mo/Be, оптимизированных на максимум отражения в окрестности длины волны 11,2 нм.

Многослойные зеркала Mo/Be методом магнетронного напыления осаждались на гладкие (величина среднеквадратичной шероховатости порядка 0,2 нм) кремниевые пластины. Структурные параметры зеркал определялись с использованием расширенной модели [3] по данным малоугловой рентгеновской дифракции (длина волны 0,154 нм) и измерениям в окрестности длины волны 11,2 нм, выполненным как на лабораторном рефлектометре, так и в синхротронном центре BESSY-II. Для определения межплоскостных расстояний Mo, степени кристаллической структуры и наличия соединений бериллия и молибдена (бериллидов молибдена) применялась широкоугольная рентгеновская дифракция с использованием дифрактометра Bruker D8 Discover.

Результаты

Серия образцов подвергалась изотермическому отжигу в интервале температур 120°C – 300°C с разным временем отжига. Максимальное время отжига 4 часа, минимальное 1 час. На рис. 1 приведены данные сравнения результатов малоугловой

рентгеновской дифракции для исходного образца-свидетеля и структуры, подвергнутой воздействию наибольшей температуры (300°C) при максимальном времени отжига (4 часа).

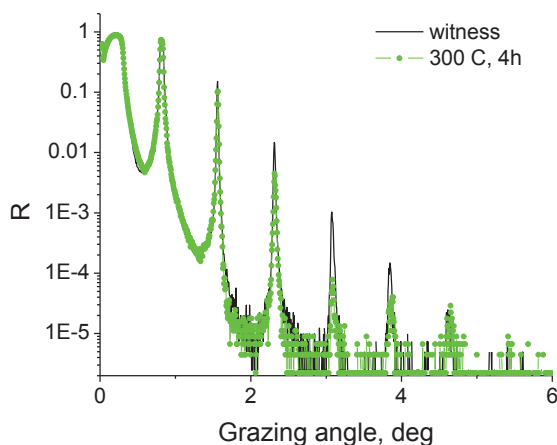


Рис. 1. Малоугловая рентгеновская дифрактограмма от зеркал Mo/Be в исходном состоянии и после термического отжига при 300°C

Легко заметить, что положение брегговских максимумов не меняется. Это свидетельствует о сохранении значения периода рентгеновского зеркала. Изменение интенсивности брегговских пиков мы связываем с взаимодиффузией слоев Mo и Be: шероховатость выросла до Be-на-Mo $\sim 0,49$ нм, Mo-на-Be $\sim 0,75$ нм. Важно отметить, что при подгонке данных отожженного образца увеличена доля влияния линейной функции, описывающей интерфейс, по отношению к функции ошибок. Это подтверждает предположение о взаимодиффузии слоев.

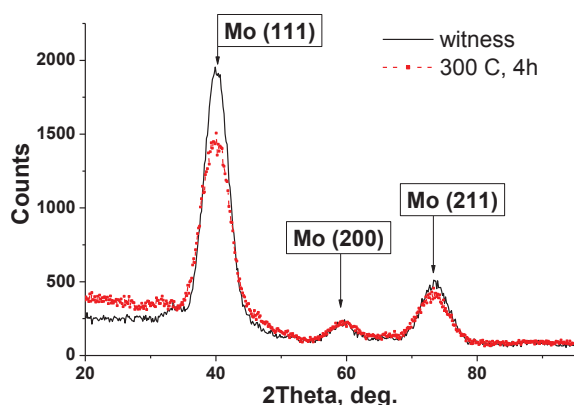


Рис. 2. Рентгеновский фазовый анализ от зеркал Mo/Be в исходном состоянии и после термического отжига при 300 C

На картине рентгеновского фазового анализа в исходном состоянии и после термического отжига

(рис. 2) наблюдаются только рефлексы кристаллического молибдена. Отсутствие рефлексов от бериллия свидетельствует о том, что он находится в аморфном или рентген аморфном состоянии. После термического отжига на 300°C рефлексы от молибдена становятся менее интенсивными и растет полуширина, что свидетельствует об уменьшении размера кристаллитов молибдена.

Результаты съемки отражения на рабочей длине волны (рис. 3) показывают, что отражение, исходно составлявшее около 69%, падает после термического отжига, однако всё еще составляет 62% после отжига при 300 C.

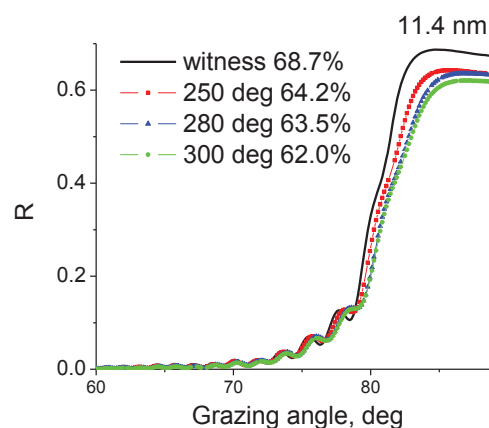


Рис. 3. Результаты измерения зеркал Mo/Be на BESSY-II при излучении на длине волны $\lambda=11,4$ нм

В результате термического отжига, происходит перемешивание слоев рентгеновского зеркала, что приводит к увеличению ширины межслоевых областей. Значение периода рентгеновского зеркала не изменяется, соответственно не меняется угол отражения на рабочей длине волны 11,4 нм.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 17-52-150006 и 18-02-00588, а также в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема № 0035-2014-0204) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН

Литература

1. M. V. Svechnikov, N. I. Chkhalo, S.A. Gusev *et al.* // *Optics Express*, V. 26, No26, 33718 (2018).
2. A. N. Nechay, N. I. Chkhalo, M. N. Drozdov *et al.* // *AIP Advances*, V. 8, 075202 (2018).
3. M. Svechnikov, D. Parijev, A. Nechay *et al.* // *J. Appl. Cryst.*, V. 50, 1428 (2017).

Принцип эквивалентности и взаимодействие волн с ускоряющимся объектом

А.И. Франк^{1*}

¹ Лаборатория нейтронной физики имени И.М.Франка, Объединенный институт Ядерных исследований

*frank@nf.jinr.ru

Доклад посвящен новому взгляду на так называемый эффект ускоряющегося вещества. Ранее утверждалось, что эффект имеет оптическую природу и состоит в изменении частоты волны, прошедшей через преломляющий образец, движущийся с ускорением. Однако из простого рассмотрения, основанного на принципе эквивалентности, следует, что представление о связи эффекта только с явлением преломления, является необоснованно узким, а изменение частоты волны неизбежно должно возникнуть при рассеянии на любом объекте, движущимся с ускорением. Таким объектом может являться как истинный рассеиватель, так и любое устройство, передающее узкополосный сигнал.

В 1982 г. Танака привел решение задачи о прохождении электромагнитной волны через линейно ускоряющийся диэлектрический образец и показал, что частота прошедшей через такой образец волны отлична от частоты падающей волны [1]. Применительно к нейтронным волнам аналогичный эффект, получивший впоследствии название эффекта ускоряющегося вещества (ЭУВ), был предсказан Ковальским [2]. Позднее этот же вопрос был рассмотрен Носовым и автором [3]. Для величины изменения энергии была получена формула,

$$\Delta E = mad(1-n)/n, \quad (1)$$

совпадающая с результатом Ковальского. Здесь m – масса нейтрона, n – показатель преломления образца, d – его толщина, и a – ускорение.

Позже ЭУВ наблюдался в эксперименте с ультрахолодными нейтронами (УХН), его существование было надежно подтверждено, а величина изменения энергии хорошо согласовывалась с теоретическими предсказаниями [4].

Оптический подход к интерпретации ЭУВ, восходящий к работе [1], естественным образом апеллировал к доплеровскому сдвигу частоты волны при преломлении на границе движущейся среды [5]. При этом имелось вполне ясное объяснение происхождения эффекта. Действительно, если нейтронная волна проходит через равномерно движущийся слой вещества, доплеровские сдвиги частоты, возникающие при прохождении волны через две его границы, равны по величине, но противоположны по знаку и компенсируют друг друга. В случае же ускоренного движения сдвиги частот на входной и выходной поверхностях различны, поскольку за время распространения волны сквозь образец ско-

рость границы изменяется на величину $\Delta V = a\tau$, где a – ускорение, а τ – время прохождения образца. Два доплеровских сдвига не компенсируют друг друга а для изменения энергии $\Delta E = \hbar\Delta\omega$ справедлива формула (1).

Однако, как было показано в [4], к выводу о существовании ЭУВ можно прийти также исходя из принципа эквивалентности.

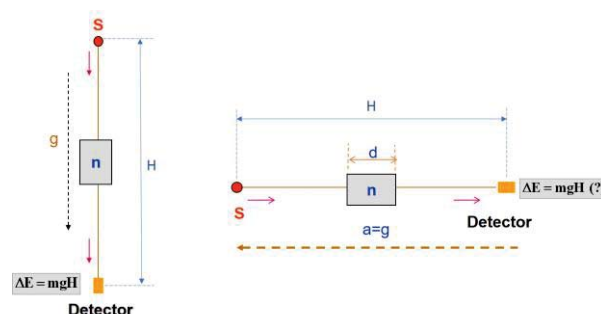


Рис. 1. Прохождение нейтрона через преломляющий образец в инерциальной системе в присутствии гравитации (слева) и в неинерциальной системе координат

В левой части рисунка 1, представлен случай, когда нейтрон движется от источника к детектору, ускоряясь под действием силы тяжести. Очевидно, что энергия нейтрона в точке регистрации превышает начальную энергию на величину mgH , где H – разность высот источника и детектора, а g – ускорение свободного падения. Введение на пути нейтрона неподвижного преломляющего образца не меняет этого вывода. Обратимся теперь к случаю, изображенному в правой части рис.1. Здесь источник, преломляющий образец и детектор движутся все вместе с ускорением $a=g$, а нейтрон движется равномерно. В неинерциальной системе координат источник, образец и детектор неподвижны, а нейтрон движется ускоренно, то есть в точности

так, как в лабораторной системе в присутствии гравитации. В силу принципа эквивалентности результаты всех измерений в неинерциальной системе должны быть такими же, как и в инерциальной системе с гравитацией, что в полной мере относится и к измеряемой детектором энергии.

В отсутствие образца изменение энергии нейтрона в неинерциальной системе на пути от источника к детектору равно, как и ранее, mgH . Введение на пути нейтрона образца, движущегося с тем же ускорением, что и детектор, приводит к задержке во времени пролета нейтрона, поскольку скорость нейтрона в веществе меньше чем в вакууме (для определенности мы здесь полагаем, $n < 1$). Пренебрегая небольшим различием в Δt для неподвижного и ускоряющегося образца, получим, что

$$\Delta t = d(n-1)/v_0, \quad (2)$$

где v_0 - скорость нейтрона в вакууме. За время задержки Δt детектор будет продолжать ускоряться. Дополнительное изменение его скорости в сравнении со случаем свободного пролета есть $\Delta v = a\Delta t$.

Таким образом, если бы роль образца сводилась только к временной задержке, то в момент достижения детектора скорость нейтрона относительно последнего и, стало быть, измеренная энергия, должны были бы отличаться от тех же величин в отсутствие вещества, что противоречит принципу эквивалентности. Следовательно, при пролете нейтрона через ускоряющийся образец кроме задержки во времени должно происходить еще и изменение его энергии, причем такое, чтобы компенсировать эффект ускорения детектора за время Δt . Вычисляя эту величину в соответствии с $\Delta E = mv \cdot a\Delta t$ приходим к формуле (1).

Аналогичные рассуждения можно провести и для случая фотона. Временная задержка, возникающая из-за преломления света в среде

$$\Delta t = d(n-1)/c, \quad (3)$$

где c – скорость света. Допплеровский сдвиг частоты, обусловленный ускоряющимся детектором, есть в первом порядке по v/c

$$\Delta\omega \approx \omega\Delta v/c = \omega a\Delta t/c. \quad (4)$$

Подставляя (3) в (4), получаем формулу Танака.

$$\Delta\omega = \omega_0 ad(n-1)/c^2, \quad (ad/c^2 \ll 1). \quad (5)$$

Таким образом, исходя только из принципа эквивалентности, можно получить выражения для величины ЭУВ, совпадающие с результатами более

строгого теоретического анализа как для света, так и для медленной частицы.

Отметим, однако, что в приведенных выше рассуждениях мы пришли к выводу об изменении частоты волны, прошедшей через ускоряющийся образец, опираясь только на предположение о разном времени распространения волны в образце и вакууме, но ни коим образом не на предположение о том, что эта разница связана с преломлением в веществе.

Этот вывод останется справедливым, если вместо преломляющего образца мы будем говорить просто об объекте, передающем сигнал с задержкой. Таким объектом может быть, например, кристалл в условиях дифракции нейтронной или рентгеновской волны [6], элементарный рассеиватель, участок оптического волокна, ретранслятор радиосигнала, или что-либо иное. Формула (4), записанная в виде $\Delta\omega = ka\Delta t$, где k – волновое число, остается справедливой как для света, так и для нерелятивистской частицы.

Что касается экспериментального наблюдения изменения частоты волны объектом, движущимся с ускорением, то тут, вероятно, возможны разные подходы. Наряду с непосредственной спектрометрией прошедшей волны [4, 6] возможна регистрация биений частоты, возникающих в результате смешивания опорного сигнала с сигналом, прошедшим через задерживающее устройство, движущееся с ускорением. Схема такого опыта условно показана на рисунке 2.

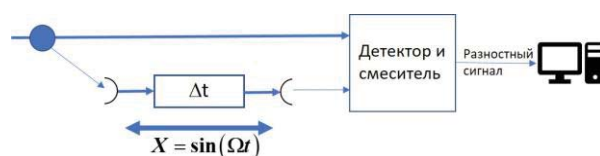


Рис. 2. Схема возможного эксперимента

Автор благодарен В.А. Бушуеву, М.А. Захарову Г.В. Кулину, С.В. Горюнову за весьма полезные обсуждения.

Литература

1. К. Tanaka. // Phys. Rev. A., **25**, 385 (1982)
2. F.V. Kowalski // Phys. Lett. A., **182**, 335 (1993)
3. В.Г. Носов, А.И. Франк // ЯФ, **61**, 686. (1998)
4. А.И. Франк, П. Гелтенборг, М. Женшель и др. // ЯФ, **71**, 1686 (2008).
5. А.И. Франк, В.А. Наумов // ЯФ, **76**, 1507 (2013)
6. В.В. Воронин, Я.А. Бердников, А.Я. Бердников и др. // Письма в ЖЭТФ, **100**, 555 (2014)

Моделирование процесса коррекции локальных ошибок формы поверхности малоразмерным ионным пучком

А.К. Чернышев^{1, 2, *}, И.В. Малышев², А.Е. Пестов², Н.И. Чхало²

¹ ННГУ им Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д.23, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

* aleksej_chernyshov@mail.ru

В работе предложен алгоритм решения задачи коррекции локальных ошибок формы поверхности малоразмерным ионным пучком. Алгоритм предполагает последовательный перебор возвышений относительно среднего с целью поиска наиболее оптимальной точки травления, удовлетворяющей критерию - уменьшение суммы модулей производных на пятне травления. Показано, что новый подход позволяет заметно расширить диапазон пространственных частот, поддающихся воздействию при заданном размере ионного пучка.

Введение

В ИФМ РАН активно развиваются методы формирования прецизионных оптических элементов мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазонов длин волн, обеспечивающих дифракционное качество изображения. Интерес к которым обусловлен в первую очередь возможностью существенного повышения разрешения оптических систем по сравнению с диапазонами видимого и ультрафиолетового излучения. Флагманом в развитии является проекционная литография с помощью которой уже производятся микропроцессоры с рекордными топологическими параметрами. Значительный интерес, также, вызывает рентгеновская астрономия с помощью которой изучаются процессы, протекающие на звездах, в частности, на ближайшей к нам звезде – Солнце. Новым направлением сейчас является рентгеновская микроскопия, призванная помочь медикам и биологам изучать живые объекты с пространственным разрешением на уровне 10-20 нм.

$$\delta x = k\lambda/NA \quad (\phi 1)$$

Согласно критерию Рэлея (φ1), пространственное разрешение определяется в первую очередь длиной волны излучения. Чем короче длина волны, тем меньшие объекты могут быть разрешены. Однако он рассматривает идеальный случай, т.е. когда формирующие изображения линзы или зеркала идеальной, например, сферической формы. В случае, если это не так, дифракционный предел может быть достигнут, согласно критерию Марешала (φ2)

$$RMS \leq \lambda/14 \quad (\phi 2)$$

который гласит, что оптическая система будет обеспечивать пространственное разрешение в соответствии с дифракционным пределом Рэлея, если качество поверхностей будет лучше, чем $\lambda/14$, где λ – рабочая длина волны света. В этом случае разрешение происходит по уровню интенсивности 0,5, что считается достаточным. Соответственно переход в диапазон длин волн мягкого рентгеновского и экстремального ультрафиолетового диапазонов длин волн дает возможности с одной стороны существенно повысить пространственное разрешение оптических систем. А с другой стороны, короткая длина волны (2,0-13,5 нм) накладывает высокие требования на качество оптических поверхностей. И если учесть, что длина волны составляет единицы нанометров, то точность формы оптической поверхности должна быть на уровне десятых долей нанометра!

Эта задача решается при помощи коррекции локальных ошибок формы травлением малоразмерным пучком ускоренных ионов по заданной траектории, расчёт которой производится в программе «MIMADD» [1].

Анализ программы «MIMADD»

В программе «MIMADD» рассмотрена простая модель для времен травления: $T(\rho_i) = \gamma S(\rho_i)$. Т.е. время травления в точке равно амплитуде поверхности в данной точке, умноженной на некоторый коэффициент γ . Где числовой параметр γ нужно определить из условия минимума функционала Φ_0

$$\Phi_0 = \|S(\vec{\rho}) - \sum T_i V(\vec{\rho} - \vec{\rho}_i)\|^2 \quad (\text{ф3})$$

Была рассмотрена зависимость чувствительности данной модели к соотношению размера ионного пучка к латеральному размеру неровности на поверхности (рис.1).

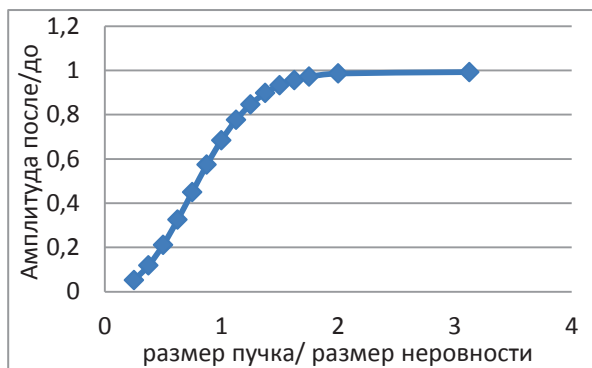
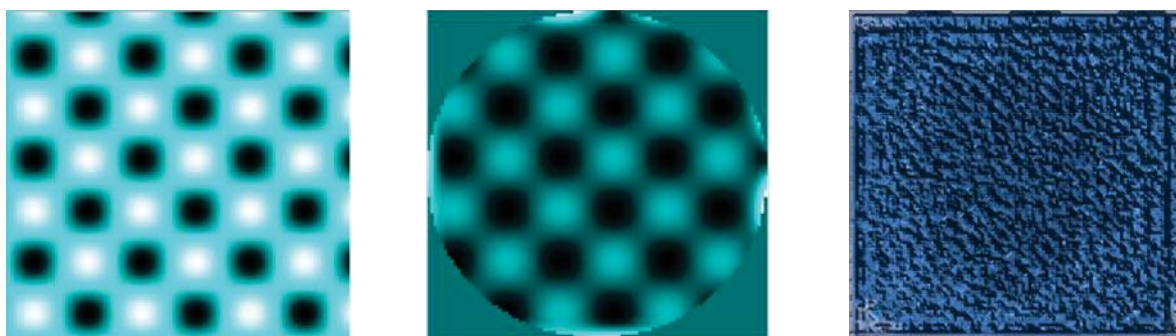


Рис. 1. Чувствительность метода к латеральному размеру неоднородности

Данный график (рис.1) иллюстрирует эту зависимость. Можно сделать вывод, что травление пучком, размер которого более чем в 2 раза превышает латеральный размер неровности, является нецелесообразным. Поскольку обработка происходит путем сканирования ионным пучком вдоль поверхности подложки при осевом вращении детали, в результате работы алгоритма на поверхности прояв-



а

б

в

Рис. 2. Сравнение результатов работы двух алгоритмов: а) Исходная поверхность (RMS = 24,5 нм, PV = 100 нм); б) Результат работы «MIMADD» (RMS = 5,46 нм, PV = 19,7 нм); в) Результат работы «итерационного» метода (RMS = 0,68 нм, PV = 4,5 нм)

Рисунок 2 иллюстрирует сравнение «MIMADD» и «итерационного» алгоритма. Размер пучка в обоих случаях был порядка размера неровности. Как видно, программа «MIMADD» уменьшила амплитуду неоднородностей, но полностью сохранила структуру поверхности, в то время как с помощью программы, предложенной в работе, удалось устранить все неоднородности и почти на порядок улучшить RMS в сравнении с программой «MIMADD».

ляется высокочастотная кольцевая структура, частота которой определяется размером ионного пучка. Эти кольца, являясь по своей сути, сферической абберацией высоких порядков, приводит к размытию изображения. И, как следствие, снижению разрешающей способности оптической системы.

В данной работе предложен другой подход – «итерационный» метод улучшения поверхности.

«Итерационный» метод улучшения поверхности

Метод заключается в том, что на поверхности ищется точка, применение пучка в которой приведёт к наибольшему улучшению поверхности. Улучшение поверхности оценивается по различным критериям: RMS, абсолютная амплитуда неровностей и т.п. Но наиболее содержательным был выбран критерий уменьшения суммы модулей производных на пятне травления. В таком случае, время работы в точке складывается из фиксированных времен τ .

$$T_i = n_i * \tau \quad (\text{ф4})$$

Где n_i показывает, сколько раз i точка была признана наилучшей точкой для травления.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: 18-32-00149мол_а, 18-07-00633 и программы РАН 0035-2018-0018.

Литература

1. N.I. Chkhalo, I.A. Kaskov, I.V. Malyshev *et al.* // Precision Engineering, V.48, pp.338–346 (2017).

Бериллий, как материал для радиационно-стойких рентгеновских зеркал

Н.И. Чхало^{1,*}, М.В. Зорина¹, И.В. Малышев¹, А.Е. Пестов¹,
В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹, И.Л. Струля²

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 ОАО «Композит», Пионерская, д. 4, Московская область, г. Королёв, 141070.

*chkhalo@ipmras.ru

Дается обзор материалов, используемых в качестве подложек для зеркал синхротронов 3-го и 4-го поколения. Проводится сравнение их теплофизических характеристик с бериллием при облучении пучками с различным спектральным составом и мощностью излучения. Приводятся последние данные по результатам полировки бериллиевых подложек с использованием механической и ионно-пучковой обработки. Обсуждаются перспективы использования этого материала на каналах разрабатываемых отечественных синхротронов 4-го поколения.

Введение

Экстремально большие потоки синхротронного излучения источников 3-го и 4-го поколения и лазеров на свободных электронах, приводят к заметным градиентам температур в первых рентгенооптических элементах. В свою очередь температурные градиенты искажают форму поверхности зеркал и кристаллическую решетку кристаллов. Все это приводит к деградации свойств отраженных пучков. Поэтому проблема минимизации температурных градиентов в первых оптических элементах является ключевой задачей для разработчиков. В докладе обсуждается данная проблема, приводится сравнение теплофизических свойств традиционных материалов, используемых для подложек зеркал с бериллием.

Сравнение теплофизических характеристик традиционных материалов с бериллием

Проблема решается за счет выбора оптимальных материалов и оптимизации системы охлаждения зеркал, в частности использования различных каналов внутри элементов [1]. В качестве материала подложек зеркал используется кремний, охлаждаемый как жидким азотом, так и водой [2,3]. Реже применяется карбид кремния и медь [4]. Бесспорных лидеров является кремний.

В последнее время при участии авторов была разработана технология полирования бериллия с использованием финальной ионно-пучковой полировки, которая позволила получить шероховатость на нангстромном уровне [5], что позволяет рассмат-

ривать бериллий в качестве кандидата для радиационно-стойких зеркал.

При сравнении различных материалов с точки зрения эффективности их применений в условиях сильных тепловых нагрузок традиционно используют отношение α/γ , где α [K^{-1}] и γ [Вт/(м²*К)] коэффициенты теплового линейного расширения и теплопроводности, соответственно. Размерность отношения α/γ [м/Вт] указывает на величину деформации зеркала на единицу падающей мощности. Очевидно, что чем меньше это значение, тем меньше локальная деформация поверхности (атомной решетки) при заданной падающей мощности, тем «лучше» материал. В таблице 1 приведены эти теплофизические параметры для наиболее часто используемых материалов зеркал для синхротронных применений и для бериллия. Звездочкой помечены значения, полученные аппроксимацией данных из [6].

Из приведенной таблице видно, что с точки зрения деформаций поверхности зеркал, вызванных температурными градиентами при температурах, близких к комнатной бериллий немного уступает меди, примерно на 30% и существенно, в 3,9 раза кремнию. С понижением температуры теплопроводность как кремния, так и бериллия существенно возрастают, а коэффициенты линейного расширения наоборот падают, что уменьшает коэффициент деформации. При этом бериллий так же уступает кремнию, однако превосходит в несколько раз медь, что делает этот материал перспективным для рентгенооптики.

Таблица 1. Сравнение эффективности различных материалов при воздействии мощных потоков излучения.

Материал	γ , Вт/(см ² *К)	α , К ⁻¹ *10 ⁻⁶	α/γ , м/Вт* 10 ⁻⁶
Кремний монокристалл:			
300 К	1,53	2,10	1,37
150К	4.10	0,55*	0,13*
Карбид кремния:			
300 К	0,31	2,45	7,90
Медь:			
300 К	4,01	16,7	4,16
150 К	4,29	12,9*	3,01*
Бериллий:			
300 К	2,10	11,2	5,33
150 К	4,50	3,9*	0,87*

В действительности такой подход предполагает, что все излучение поглощается в приповерхностном слое, и в дальнейшем тепло распространяется вглубь. Так же в работах отмечается, что оптимизация системы охлаждения может снизить деформации зеркал до 2-х порядков! Это указывает на то, что на практике, большую роль играет не только теплофизические характеристики материала, но и возможность, которую представляет материал с точки зрения изготовления внутренних каналов для жидкостного охлаждения. В этом смысле металл бериллий, отличающийся меньшей твердостью и большей пластичностью, чем кремний, и позволяющий все виды механической обработки, обладает преимуществами над кремнием.

Другим важным отличием бериллия от кремния является существенно меньшее поглощение. Например, если в кремнии длина пробега фотонов с энергией 10 кэВ составляет 0,12 мм, то в бериллии – 10 мм. Иными словами, при расчете деформаций зеркал, индуцированных поглощением синхротронного излучения в случае бериллия необходимо учитывать объемное поглощение. Этот эффект

приведет к снижению деформаций по сравнению с кремниевым зеркалом.

В докладе на примере модельного зеркала для одной из разрабатываемых экспериментальных станций синхротронного источника СКИФ, г. Новосибирск [7], с учетом спектра синхротронного излучения приводится сравнение деформаций зеркал на основе кремния и бериллия. Будут рассмотрены два угла падения излучения на зеркало, соответствующих однослойному и многослойному покрытиям. Сравнение приведено при наличии каналов охлаждения в зеркале, и при охлаждении только через тыльную поверхность.

Работа выполнена в рамках гос. задания 0035-2014-0204, при поддержке грантов РФФИ 19-02-00081, 18-02-00173 и 18-32-00149 мол_а.

Литература

1. J. Singh, N.K. Maurya, A.K. Karnewar *et al.* // IAEME, V. 5 (3), 1 (2014).
2. D.H. Bilderback, A.K. Freund, G.S. Knapp and D.M. Mills // J. Synchrotron Radiation, V. 8, 22 (2001).
3. L. Zhang, R. Barrett, K. Friedrich *et al.* // Journal of Physics. Conference Series, V. 425, 052029 (2013).
4. P.Z. Takacs // Synchrotron Radiation News, V. 2 (26), 24 (1989).
5. N.I. Chkhalo, M.S. Mikhailenko, A.V. Mil'kov *et al.* // Surface & Coatings Technology, V. 311, 351 (2017).
6. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с. – ISBN 5-283-04013-5.
7. <http://ssrc.inp.nsk.su/CKP/prod/skif/>

Апериодические элементы в оптике мягкого рентгеновского диапазона

А.Н. Шатохин^{1,2}, Е.А. Вишняков¹, А.Н. Колесников^{1,2}, А.С. Пирожков³, Е.Н. Рагозин^{1,2,*}

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

² Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

³ Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Radiological Science and Technology, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa-city, Kyoto, 619-0215, Japan.

*enragozin@gmail.com

Обсуждается создание и применение аperiodических многослойных зеркал (АМЗ), аperiodических отражательных дифракционных решеток (VLS-решеток) и VLS-спектрометров мягкого рентгеновского (МР) диапазона ($\lambda < 40$ нм).

Введение

Как и обычные периодические многослойные зеркала (МЗ), АМЗ представляют собой структуру из чередующихся слоев двух материалов А и В, однако понятие периода структуры к ним неприменимо, и толщины слоев рассматриваются как параметры оптимизации. Если периодические МЗ реализуют максимальное отражение на выбранной длине волны и высокую спектральную селективность, то АМЗ могут удовлетворять и другим критериям. Самые востребованные: максимальное равномерное отражение и высокая поляризующая способность в заданном интервале длин волн (плато) при фиксированном угле падения, сохранение длительности аттосекундного импульса и др. [1, 2]. Дифракционные решетки с шагом, меняющимся на апертуре по заданному закону (VLS-решетки), позволяют создавать VLS-спектрометры с нормальным падением излучения на фокальную кривую, делая их совместимыми с современными детекторами МР-излучения. Совместное использование АМЗ и VLS-решеток дает синергический эффект [3].

Применение широкополосных АМЗ

Широкополосные АМЗ находят применение в спектроскопии лабораторной плазмы в качестве фокусирующих элементов изображающего спектрографа [1, 3]; в астрономии как элементы спектрогелиографа [4]; как поляризаторы, работающие при постоянном угле падения синхротронного излучения (СИ) [5, 6]; а также в аттосекундной оптике для манипулирования аттосекундными импульсами МР-излучения [2]. По-видимому, наиболее коротковолновые АМЗ нормального падения (Pd/B₄C и Pd/B₄C/Y/B₄C, $R \sim 4\text{--}5\%$ в диапазоне 8.9 – 1.12 нм) были синтезированы в работе [7].

Применение VLS-решеток

Частоту линий VLS-решетки удобно описывать полиномом $p(w) = p_0 + p_1w + p_2w^2 + p_3w^3$, где p_0 – центральная частота линий, p_1 модифицирует спектральную фокальную кривую, p_2 и p_3 подавляют меридиональную кому и сферическую aberrацию. После 1980-х годов создано поколение VLS-спектрометров, применяемых в ряде областей: – спектральная диагностика лабораторной плазмы; – регистрация высоких гармоник лазерного излучения, характеристика других лабораторных источников МР-излучения, включая СИ [8]; – рентгеновская астрономия, в т. ч., солнечная; – рефлектометрия/метрология рентгенооптических элементов на основе лазерной-плазмы и СИ; – исследование новых структур, соединений и комплексов методами спектроскопии поглощения (NEXAFS, EXAFS, XANES) с использованием СИ; – спектроскопия молекул, материалов и биологических объектов методом резонансного неупругого рентгеновского рассеяния (RIXS) с помощью СИ; – исследование материалов методом эмиссионной спектроскопии, совмещенной со сканирующим электронным микроскопом (SEM-SXES).

Схемы VLS-спектрометров подразделяются на [8]: – спектрограф с плоским полем с вогнутой VLS-решеткой (например, спектрограф Харады); – сканирующий спектрометр/монокроматор (схема Хеттрика–Андервуда с плоской VLS-решеткой и сферическим зеркалом); – широкополосный изображающий спектрограф с плоской VLS-решеткой в сходящемся пучке; – RIXS-спектрометры с плоской VLS-решеткой.

Нами были реализованы первые три типа приборов. Ниже описана схема сканирующего спектрометра;

сканирование осуществляется поворотом решетки (Рис. 1, Табл. 1). Условие равенства фокусного расстояния выполняется строго для двух длин волн $\lambda_{1,2}$. Практически оно постоянно в интервале двух октав (в данном случае $\sim 75 - 300 \text{ \AA}$) В режиме монокроматора на место детектора ставится выходная щель. Угол отклонения равен сумме углов φ и ψ .



Рис. 1. Схема сканирующего VLS-спектрометра

Таблица 1. Параметры VLS-спектрометра.

Длина волны строгой фокусировки $\lambda_1, \text{ \AA}$	140
Угол падения на решетку φ_1 , соответствующий λ_1	10°
Угол дифракции ψ_1 , соответствующий λ_1	6.68°
Длина волны строгой фокусировки $\lambda_2, \text{ \AA}$	273
Угол падения на решетку φ_2 , соответствующий λ_2	11.58°
Угол дифракции ψ_2 , соответствующий λ_2	5.10°
Расстояние решетка–детектор, мм	532.6
Расстояние решетка–фокус пучка от зеркала, мм	533.7
Частота штрихов в центре VLS-решетки $\rho_0, \text{ мм}^{-1}$	600
Коэффициент $\rho_1, \text{ мм}^2$	2.22
Коэффициент $\rho_2, \text{ мм}^3$	$6 \cdot 10^{-3}$
$\lambda/\delta\lambda$ на λ_1 , отвечающая ячейке детектора (13 мкм)	3000
Радиус сферического зеркала, мм	6000
Расстояние между центрами зеркала и решетки, мм	336.7
Расстояние входная щель–зеркало, мм	870.4

Спектрометр смонтирован на полуметровой оптической скамье и помещен в вакуумную камеру. При фиксированном угле поворота решетки спектр

хорошо сфокусирован в диапазоне несколько десятков Ангстрем (Рис. 2). На Рис. 3 представлена обзорная спектрограмма магниевой плазмы, возбуждаемой импульсами лазера (0.5 Дж, 8 нс). Спектр Рис. 3 является сшивкой участков шириной $\sim 35 \text{ \AA}$. Разрешение определяется входной щелью и размером ячейки детектора. В спектре углеродной плазмы наблюдалось расщепление линии H_α иона $C\text{ VI}$ ($3 \rightarrow 2$, 182 \AA), обусловленное тонкой структурой уровней $n = 2, 3$ и равное $\approx 0.14 \text{ \AA}$. Это соответствует разрешающей способности $\lambda/\delta\lambda \approx 1300$.

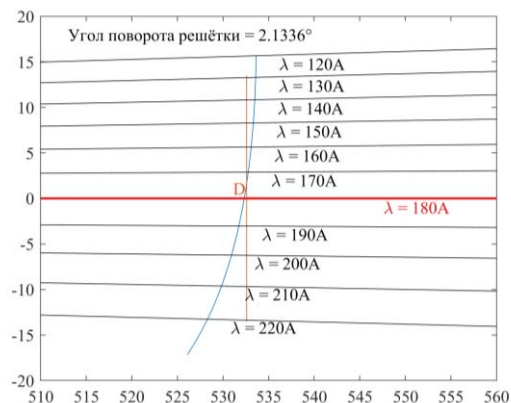


Рис. 2. Ход фокальной кривой при угле поворота решетки, отвечающему длине волны 180 \AA в направлении центра детектора (или выходной щели). Центральный луч с $\lambda = 180 \text{ \AA}$ показан горизонтальной красной линией. Черные линии показывают ход лучей других длин волн. По осям отложено расстояние в мм. Вверху указан «Угол поворота решетки», отсчитываемый от положения, когда $\varphi = \psi$ и в точку D приходит нулевой порядок. Плоскость детектора с центром в точке D показана вертикальной линией длиной 27 мм

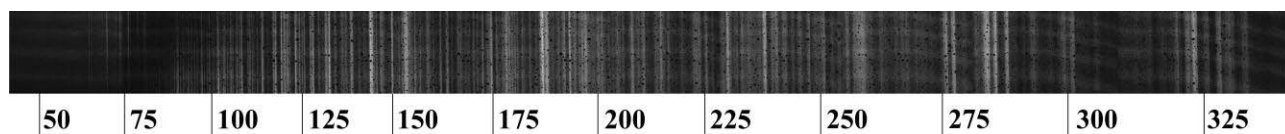


Рис. 3. Спектр Mg-плазмы (сшивка участков спектра шириной $\sim 35 \text{ \AA}$, полученных при восьми углах поворота VLS-решетки)

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00506).

Литература

1. А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин // УФН, **185** (11) 1203 (2015).
2. I.L. Beigman, A.S. Pirozhkov, E.N. Ragozin // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **4** (4) 433 (2002).
3. A.N. Shatokhin et al. // Opt. Express, **26** (15) 19009 (2018).
4. S.V. Shestov et al. // Proc. SPIE, **9144**, 91443G1 (2014).
5. A.L. Aquila et al. // Opt. Express, **14** 10073 (2006).
6. Zh. Wang et al. // Appl. Phys. Lett., **89**, 241120 (2006)
7. D.L. Windt, E.M. Gullikson // Appl. Opt. **54** (18), 5850 (2015).
8. Е.А. Вишняков и др. // Квантовая электрон., **48** (10), 916 (2018).

Содержание 1 тома

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

<i>Antonov A.V., Ikonnikov A.V., Masterov D.V., Mikhailov A.N., Morozov S.V., Nozdrin Yu.N., Pavlov S.A., Paraphin A.E., Tetel'baum D.I., Ustavshikov S.S., Yunin P.A., Savinov D.A.</i> Critical-field slope reduction and intriguing phase diagrams of thin disordered superconducting YBCO films in strong magnetic fields	7
<i>Atanasova P.Kh.</i> Numerical study of the fluxon stability in long Josephson junctions under the influence of the second harmonic in the current-phase relation and the junction length	9
<i>Atanasova P.Kh., Panayotova S.A., Shukrinov Yu.M., Rahmonov I.R., Zemlyanaya E.V.</i> Investigation of magnetic reversal depending on the model parameters in φ_0 -Josephson junction with external pulse signal.....	11
<i>Bakurskiy S.V., Fominov Ya.V., Shevchun A.F., Asano Y., Tanaka Y., Kupriyanov M.Yu., Golubov A.A., Trunin M.R., Kashiwaya H., Kashiwaya S., Maeno Y.</i> Поверхностный импеданс на диффузной границе кирального p -волнового сверхпроводника	13
<i>Diamantini M.C., Trugenberger C.A., Vinokur V.M.</i> Gauge Theory of the Superconductor-Insulator Transition.....	15
<i>Kopasov A.A., Mel'nikov A.S.</i> Caroli – de Gennes – Matricon states in full shell proximitized nanowires	17
<i>Krasnov V.M.</i> Profound surface superconductivity in conventional and unconventional superconductors, single crystals and thin films	19
<i>Popov M.R., Klepikova A.S., Charikova T.B., Talantsev E.F., Shelushinina N.G., Ivanov A.A.</i> Semiconducting type of interlayer conductivity in $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ single-crystal films near AFM – SC phase transition.....	20
<i>Putilov A.V., Di Giorgio C., Vadimov V.L., Trainer D.J., Lechner E.M., Curtis J.L., AbdelHafiez M., Volkova O.S., Vasiliev A.N., Chareev D.A., Karapetrov G., Koshelev A.E., Aladyshkin A.Yu., Melnikov A.S., Iavarone M.</i> Vortex lattice transition in FeSe single crystals.....	22
<i>Rabinovich D.S., Bobkova I.V., Bobkov A.M., Silaev M.A.</i> Chirality selective spin interactions mediated by the superconducting current.....	24
<i>Rabinovich D.S., Bobkova I.V., Bobkov A.M., Silaev M.A.</i> Resistive state of SFS Josephson junctions in the presence of moving domain walls	26
<i>Shereshevskii I.A., Samokhvalov A.V., Vdovicheva N.K., Taupin M., Khaymovich I.M., Pekola J.P., Mel'nikov A.S.</i> Electronic structure of the giant vortex in a mesoscopic superconductor.....	28
<i>Silhanek A.V., Lombardo J., Keijers W., Van de Vondel J.</i> Nanofabrication by current stimulated atomic migration	30
<i>Vadimov V.L., Khaymovich I.M., Mel'nikov A.S.</i> Coherent dynamics of a superconductor in hybrid structures with the proximity effect.....	33
<i>Vadimov V.L., Sapozhnikov M.V., Mel'nikov A.S.</i> Magnetic skyrmions in ferromagnet-superconductor (FS) heterostructures	35
<i>Zhao S.Y. F., Poccia N., Yu C., Panetta M.G., Johnson J., Yoo H., Zhong R., Gu G.D., Watanabe K., Taniguchi T., Postolova S.V., Vinokur V.M., Kim P.</i> Sign reversing Hall effect in atomically thin BSCCO.....	37
<i>Zhukov A.A., Kiktenko E.O., Babukhin D.V., Elistratov A.A., Remizov S.V., Pogosov W.V., Lozovik Yu.E.</i> Quantum algorithms implementation on noisy quantum computers: from digital modeling of spin dynamics to quantum machine learning	39
<i>Арутюнов К.Ю., Седов Е.А., Голоколенов И.А., Завьялов В.В., Константинидис Г., Ставренидис А., Ставренидис Г., Василиадис И., Кехигас Т., Димитракопулос Г.П., Комнину Ф.</i> Квантовый размерный эффект в сверхпроводящих пленках алюминия	41
<i>Бараш Ю.С.</i> Фазовые соотношения в двойных джозефсоновских контактах и в туннельных контактах сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник.....	43
<i>Бастракова А.В., Клёнов Н.В., Сатанин А.М.</i> Двухкубитные гейты на основе флаксонов	45
<i>Беспалов А.А.</i> Примесные состояния в нормальной грануле в сверхпроводящем окружении.....	47
<i>Вальков В.В., Аксенов С.В., Шустин М.С.</i> Влияние приповерхностных потенциалов на условия формирования майорановских мод в сверхпроводящих нанопроволоках.....	49
<i>Водолазов Д.Ю., Klarwijk T.M.</i> Резистивный переход в движущейся вихревой решетке, индуцированный одиночным оптическим фотоном	51
<i>Гайфуллин Р.Р., Кушир В.Н., Деминов Р.Г., Тагиров Л.Р., Курпиров М.Ю., Голубов А.А.</i> Эффект близости в сверхпроводящем триплетном спиновом клапане S1/F1/S2/F2	53
<i>Галин М.А., Курин В.В.</i> Динамические режимы в одномерной цепочке джозефсоновских контактов с запаздывающей индуктивной связью	55

<i>Григорьев П.Д.</i> Природа магнитных осцилляций в высокотемпературных сверхпроводниках семейства YBaCuO	57
<i>Григорьев П.Д., Кешарпу К.К., Синченко А.А.</i> Изменение анизотропии проводимости при зарождении сверхпроводимости в виде редких изолированных островков: теория и применение к слоистым сверхпроводникам	59
<i>Еремин М.В.</i> О микроскопических механизмах спаривания в купратных ВТСП	61
<i>Злотников А.О.</i> Особенности краевых состояний в 2D сверхпроводящих системах с антиферромагнитным упорядочением при индуцировании триплетных спариваний	63
<i>Кузьмин Л.С., Чигинев А.В., Пиманов Д.А.</i> Массив щелевых планарных антенн на 220 и 240 ГГц с интегрированными болометрами на холодных электронах для баллонного телескопа LSPE	65
<i>Куликов К.В., Nashaat M., Sengupta K., Шукринов Ю.М.</i> Зарядовый разбаланс в системе связанных джозефсоновских переходов	67
<i>Кунцевич А.Ю., Брызгалов М.А., Селиванов Ю.Г., Волощенко С.А., Прудкогляд В.А., Мартовицкий В.П.</i> $Sr_xBi_2Se_3$ – нематическая сверхпроводимость, кристаллы, пленки	69
<i>Курин В.В., Вдовичева Н.К., Шерешевский И.А.</i> Когерентное излучение больших массивов джозефсоновских контактов	71
<i>Левичев М.Ю., Елькина А.И., Бухаров Н.Н., Петров Ю.В., Аладышкин А.Ю., Водолазов Д.Ю., Клушин А.М.</i> Эффекты близости и Джозефсона в бислоях из нитрида ниобия и алюминия	73
<i>Мазаник А., Шукринов Ю.М., Рахмонов И.Р., Botha A.E., Sengupta K.</i> Динамика и вольт-амперные характеристики Φ_0 перехода	75
<i>Мамин Р.Ф.</i> Исследование высокопроводящей области и сверхпроводимости на границе сегнетоэлектрика и антиферромагнетика	77
<i>Манова Н.Н., Корнеева Ю.П., Смирнов Е.О., Михайлов М.М., Корнеев А.А., Гольцман Г.Н.</i> Практический сверхпроводниковый однофотонный детектор в форме спирали	79
<i>Марычев П.М., Водолазов Д.Ю.</i> Управление ФФЛО-состоянием в структурах сверхпроводник-ферромагнетик-нормальный металл магнитным полем или током	81
<i>Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е., Юнин П.А.</i> Возможности метода задающей маски для поэтапного увеличения толщины сверхпроводящих элементов планарной ВТСП-структуры	83
<i>Мельников А.С., Миронов С.В., Буздин А.И.</i> Электромагнитный эффект близости вблизи неустойчивости Ларкина-Осчинникова-Фульде-Феррелла в сверхпроводящих гибридных структурах	85
<i>Москвин А.С., Конев В.В., Панов Ю.Д.</i> Электронно-дырочные димеры в «родительской» фазе квази-2D купратов	87
<i>Муценки Е.А., Султанов А.Н., Иванов Б.И., Новиков И.Л., Вострецов А.Г., Ильичев Е.</i> Влияние двухуровневых дефектов в открытой копланарной линии на передачу микроволнового сигнала	89
<i>Носов П.А., Хаймович И.М., Kravtsov V.E.</i> Role of correlated hopping in localization and non-ergodicity in disordered systems	91
<i>Овсянников Г.А., Константиныч К.И., Шадрин А.В., Петржик А.М., Кислинский Ю.В., Cristiani G., Logvenov G.</i> Сверхпроводящий ток в гибридных меза-структурах с прослойкой из иридата, обладающего сильным спин-орбитальным взаимодействием	93
<i>Пензяков Г.А., Голикова Т.Е., Vestmann D., Батов И.Е., Рязанов В.В.</i> Неравновесный сверхток в планарных SNFS структурах со спиновой инжекцией	95
<i>Пензяков Г.А., Успенская Л.С.</i> Экспериментальное наблюдения влияния близости магнитного диэлектрика на сверхпроводящий переход ниобия	97
<i>Пестов Е.Е., Ноздрин Ю.Н., Рогов В.В., Водолазов Д.Ю.</i> Исследование особенностей нелинейного отклика структур сверхпроводник – нормальный металл MoN/Al методом ближнепольной СВЧ микроскопии	99
<i>Пластовец В.Д., Мельников А.С., Буздин А.И.</i> Структура сверхпроводящего вихря вблизи плоского дефекта	101
<i>Погосов В.В., Елистратов А.А., Сатанин А.М.</i> Искусственные сверхпроводниковые атомы в компланарных волноводах: сжатие микроволновых фотонов, резонансная флуоресценция и распад состояний	103
<i>Рахмонов И.Р., Шукринов Ю.М., Plescenik A., Щелкачев Н.М.</i> Взаимодействие сверхпроводимости и ферроэлектричества посредством эффекта Джозефсона	104
<i>Ревин Л., Панкратов А., Вopilкин Е., Ракуть И., Мастеров Д., Парафин А., Павлов С., Краев С., Чурин С., Яблоков А., Гордеева А., Чигинев А., Благодаткин А., Зброжек В., Филькин И., Пиманов Д., Кузьмин Л.</i> Исследование генерации BSCCO и YBCO джозефсоновских контактов	106
<i>Ревин Л.С., Панкратов А.Л., Мастеров Д.В., Парафин А.Е., Павлов С.А., Ракуть И.В., Гордеева А.В., Зброжек В.О., Благодаткин А.В., Филькин И.А., Кузьмин Л.С.</i> Режим бегущих волн в YBaCuO джозефсоновском генераторе	108
<i>Рыжов В.Н., Тареева Е.Е., Фомин Ю.Д., Циок Е.Н.</i> О переходе Березинского-Костерлица-Таулеса в тонких сверхпроводящих пленках	110
<i>Самохвалов А.В., Robinson J.W.A., Буздин А.И.</i> Спонтанные токи в сверхпроводящем кольце со спин-орбитальным взаимодействием и обменным полем	112

<i>Сираев Ф.М., Авдеев М.В., Прошин Ю.Н.</i> Неоднородные сверхпроводящие состояния в магнитных сверхпроводниках с геликоидальной намагниченностью	114
<i>Скрябина О.В., Козлов С.К., Егоров С.В., Клименко А.А., Рязанов В.В., Бакурский С.В., Куприянов М.Ю., Кленов Н.В., Соловьев И.И., Голубов А.А., Напольский К.С., Головчанский И.А., Родичев Д.Ю., Столяров В.С.</i> Аномальное магнитосопротивление системы Ni-нанопровод/сверхпроводник ...	116
<i>Султанов А.Н., Гринберг Я.С., Муценик Е.А., Пицун Д.К., Ильичев Е.В.</i> Широкополосный однофотонный квантовый маршрутизатор	118
<i>Таланов Ю.И., Гимазов И.И., Чареев Д.А., Васильев А.Н.</i> Влияние нематических флуктуаций на микроволновое поглощение в кристаллах $FeTe_{1-x}Se_x$	120
<i>Уставщиков С.С., Аладышкин А.Ю., Елькина А.И., Клушин А.М., Рогов В.В., Юнин П.А., Водолазов Д.Ю.</i> Микроволновый отклик тонкопленочных SN структур с большой разностью нормальных проводимостей	122
<i>Чарикова Т.Б., Шелушинина Н.Г., Клепикова А.С., Попов М.Р., Иванов А.А.</i> Проявление некогерентности движения зарядовой и вихревой подсистем в двумерном электронном сверхпроводнике	124
<i>Чигинев А.В., Панкратов А.Л.</i> Численное моделирование гистограмм токов переключения в слоистых сверхпроводниках	126
<i>Чурин С.А.</i> Влияние стартового состава загрузки на результат кристаллизации $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$	128
<i>Чурин С.А., Юнин П.А.</i> Кинетика синтеза соединения $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$	130
<i>Шагинян В.Р.</i> Физика высокотемпературных сверхпроводников	132
<i>Шукринов Ю.М., Рахмонов И.Р., Nashaat M., Мазаник А., Sengupta K.</i> Физические явления в d_0 -переходе.....	134
<i>Яговцев В.О., Пугач Н.Г.</i> Наведенная намагниченность в сверхпроводящем слое структуры сверхпроводник/ферромагнитный изолятор	136
<i>Янилкин И.В., Гумаров А.И., Вахитов И.Р., Юсупов Р.В., Тагиров Л.Р.</i> Влияние толщин ферромагнитных слоев AF/F/S/F/S гетероструктуры на температуру сверхпроводящего перехода	138
<i>Ясинская Д.Н., Улитко В.А., Панов Ю.Д., Москвин А.С.</i> Критические свойства фрустрированной спиновой системы с заряженными примесями	139

Секция 2

Магнитные наноструктуры

<i>Golubeva E.V., Safronov A.P., Spetzler B., Faupel F., Kurlyandskaya G.V.</i> Detection of stray fields of magnetic nanoparticles in ferrogels using the giant magnetoimpedance effect: simulation and experiment	143
<i>Tatarskiy D.A., Fraerman A.A.</i> Nonspecular neutron reflection on ferromagnetic thin films with static fluctuations.....	145
<i>Zvezdin A.K., Davydova M.D., Zvezdin K.A.</i> Ultrafast spin dynamics and optical switching in ferrimagnets.....	147
<i>Баркалова А.С., Дровосеков А.Б., Крейнес Н.М., Николаев С.Н., Рыльков В.В., Ситников А.В.</i> Магниторезонансные свойства наногранулярных пленок $CoFeB - LiNbO_3$	148
<i>Берзин А.А., Морозов А.И., Сигов А.С.</i> Фаза Имри-Ма и коэрцитивное поле нанокристаллических ферромагнетиков	150
<i>Богданов А.В.</i> Магнитные наноструктуры синтетического алмаза, мазута и железа	152
<i>Вилков Е.А., Фомин Л.А., Маликов И.В., Черных А.В., Чигарев С.Г.</i> Модель островковой туннельной структуры - источника ТГц излучения на основе спин-флип переходов	154
<i>Высоцкий С.Л., Дудко Г.М., Кожевников А.В., Садовников А.В., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Новицкий Н.Н., Стогний А.И., Филимонов Ю.А.</i> Генерация спиновых волн на скачке толщины пленки железно-иттриевого граната	156
<i>Высоцкий С.Л., Хивинцев Ю.В., Кожевников А.В., Сахаров В.К., Филимонов Ю.А., Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Никитов С.А.</i> Влияние упругих деформаций на спектр ферромагнитного резонанса субмикронных пленок ЖИГ, полученных ионно-лучевым распылением.....	158
<i>Глушков В.В., Анисимов М.А., Богач А.В., Божко А.Д., Демисhev С.В., Красноруссский В.Н., Самарин А.Н., Случанко Н.Е., Филиппов В.Б., Шицевалова Н.Ю.</i> Аномальный эффект Холла в фрустрированных магнетиках.....	160
<i>Горев Р.В., Караитин Е.А., Скороходов Е.В., Фраерман А.А.</i> Невзаимное распространение спиновых волн в изогнутой нанопроволоке.....	162
<i>Горев Р.В., Паишенькин И.Ю.</i> Взаимодействие ферромагнитных слоев через магнитную перемычку.....	164
<i>Горев Р.В., Сапожников М.В., Миронов В.Л.</i> Ферромагнитный резонанс модифицированных многослойных пленок Co/Pt с перпендикулярной анизотропией.....	166

<i>Горев Р.В., Скороходов Е.В., Миронов В.Л.</i> Ферромагнитный резонанс в структурах с геликоидальным распределением намагниченности	168
<i>Горев Р.В., Удалов О.Г.</i> Микромагнитное моделирование магнито-стрикционного эффекта в наноструктурах	170
<i>Грачев А.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Шараевский Ю.П., Сердобинцев А.А., Никитов С.А.</i> Управляемая спин-волновая интерференция в нерегулярных магнитных микроструктурах	172
<i>Губанов В.А., Mruczkiewicz M., Vetrova I., Šoltýs Ján, Садовников А.В.</i> Мультистабильность магнитных скирмионов в ультратонких многослойных структурах Au/Co/Pt	174
<i>Губанов В.А., Садовников А.В., Шешукова С.Е., Никитов С.А.</i> Управление свойствами спиновых волн в реконфигурируемом магнотонном микроволноводе с нарушенной трансляционной симметрией	175
<i>Губанов В.А., Темиряев А.Г., Никитов С.А., Здоровейцев А.В., Кудрин А.В., Темиряева М.П., Садовников А.В.</i> Исследование пленок CoPt методом Манделштам-Бриллюэновской спектроскопии	176
<i>Гусев Н.С., Сапожников М.В., Удалов О.Г.</i> Магнито-стрикционный эффект в ферромагнитных пленках с анизотропией типа легкая ось и легкая плоскость	177
<i>Гусев Н.С., Рогов В.В., Пашенькин И.Ю., Татарский Д.А., Сапожников М.В., Фраерман А.А.</i> Туннельные магнитные контакты с пиннингом на антиферромагнитном подслое	179
<i>Гусев С.А., Гусев Н.С., Петров Ю.В., Татарский Д.А.</i> Лоренцева микроскопия наноразмерных магнитных доменов	181
<i>Демин Г.Д., Попков А.Ф., Звездин К.А., Дюжев Н.А.</i> Боллометрический эффект выпрямления сигнала в спиновом диоде на основе магнитной туннельной гетероструктуры	183
<i>Демина П.Б., Дорохин М.В., Буданов А.В., Ведь М.В., Вихрова О.В., Власов Ю.Н., Здоровейцев А.В., Котов Г.И., Крюков Р.Н., Кудрин А.В.</i> Селенид галлия как пассивирующий слой в спиновых светоизлучающих диодах на основе наногетероструктур GaAs/InGaAs	185
<i>Демисев С.В., Азаревич А.Н., Богач А.В., Глушков В.В., Гильманов М.И., Самарин А.Н., Семенов А.В., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.Б.</i> Встроенный механизм нарушения симметрии обращения времени и аномальная спиновая релаксация в сильно коррелированном топологическом изоляторе SmB ₆	187
<i>Долуденко И.М., Жигалина О.М., Хмеленин Д.Н., Иванов И.М., Фролов К.В., Перунов И.В., Загорский Д.Л., Шаталов А.С.</i> Структура многослойных нанопроволок с чередованием магнитного и немагнитного металлов	189
<i>Дровосекос А.Б., Савицкий А.О., Крейнес Н.М., Холин Д.И., Проглядо В.В., Макарова М.В., Крайцов Е.А.</i> Фазовая диаграмма скрученных магнитных состояний в сверхрешетке Fe/Gd	191
<i>Дудко Г.М., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А.</i> Параметрические процессы в элементах 2D микроволноводных решёток	193
<i>Ежевский А.А., Гусейнов Д.В., Сухоруков А.В., Горшкова А.Г., Деточенко А.П., Новиков А.В., Гусев Н.С., Юрасов Д.В.</i> Инверсный спиновый эффект Холла в n-Si с висмутом, индуцированный ФМР в Ru/Si	195
<i>Ермолаева О.Л., Гусев Н.С., Скороходов Е.В., Рогов В.В., Удалов О.Г.</i> МСМ исследование влияния механических напряжений на магнитное состояние частиц Ni	197
<i>Загорский Д.Л., Шаталов А.С., Чигарев С.Г., Дюжиков И.Н., Долуденко И.М., Бедин С.А., Фролов К.В., Ломов А.А., Чуев М.А.</i> Получения и магнитные свойства двухкомпонентных металлических нанопроволок	199
<i>Звонков Б.Н., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дорохин М.В., Калентьева И.Л., Кудрин А.В., Здоровейцев А.В., Ларионова Е.А., Ковальский В.А.</i> Диодные гетероструктуры с ферромагнитным слоем GaMnAs	201
<i>Здоровейцев А.В., Вихрова О.В., Демина П.Б., Дорохин М.В., Кудрин А.В., Темиряев А.Г., Темиряева М.П.</i> Магнитооптические и микромагнитные свойства плёночных структур вида ферромагнетик/тяжелый металл	203
<i>Калентьева И.Л., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дорохин М.В., Дудин Ю.А., Здоровейцев А.В., Кудрин А.В., Темиряева М.П., Темиряев А.Г., Никитов С.А., Садовников А.В.</i> Модифицирование магнитных свойств сплава CoPt путем ионного облучения	205
<i>Каминский А.С., Куликова Д.П., Николаева Е.П., Пятаков А.П.</i> Трансформация доменной структуры пленки феррита граната под действием электрически заряженного зонда	207
<i>Караитин Е.А.</i> Магнитооптический эффект в неколлинеарных ферромагнетиках	209
<i>Караитин Е.А.</i> Простая модель спинового насоса в системе изолятор/проводник и проводник/проводник ...	211
<i>Караитин Е.А., Татарский Д.А.</i> Диодный эффект в мезоскопическом латеральном спиновом клапане	213
<i>Кожевников А.В., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А., Marcelli R., Никитов С.А.</i> Самовоздействие магнитостатических волн в структуре магнотонный кристалл-диэлектрик-металл	215
<i>Колесников А.Г., Стеблій М.Е., Давыденко А.В., Самардак А.С., Огнев А.В., Wang X., Wan C., Fang C., Zhao M., Han X.</i> Магнитные свойства пленок Pt/Co/NiO с обменным смещением	217
<i>Крюков Р.Н., Николичев Д.Е., Зубков С.Ю., Дорохин М.В., Здоровейцев А.В., Звонков Б.Н.</i> Физико-химические свойства слоёв MnGa _{1.7}	219

<i>Крюков Р.Н., Николитев Д.Е., Зубков С.Ю., Дорохин М.В., Кудрин А.В., Демина П.Б., Звонков Б.Н.</i> Физико-химические свойства слоев GaMnAs.....	221
<i>Крюков Р.Н., Николитев Д.Е., Зубков С.Ю., Дорохин М.В., Звонков Б.Н.</i> Физико-химические свойства слоёв GaMnSb.....	223
<i>Кудасов Ю.Б., Козабаранов Р.В.</i> Магнитная структура разбавленных ферритов-гранатов вблизи точки компенсации.....	225
<i>Кудрин А.В., Данилов Ю.А., Лесников В.П., Вихрова О.В., Соболев Н.А.</i> Изменение концентрации носителей заряда в слоях магнитных полупроводников (In,Fe)Sb и (In,Fe)As.....	227
<i>Кудрин А.В., Лесников В.П., Данилов Ю.А., Вихрова О.В., Дорохин М.В., Павлов Д.А., Усов Ю.В., Милин В.Е., Веде М.В., Кузнецов Ю.М., Крюков Р.Н.</i> Создание эпитаксиальных гетероструктур на основе магнитных полупроводников (In,Fe)Sb и (Ga,Fe)Sb.....	229
<i>Кузнецов Ю.М., Дорохин М.В., Зоровейцев А.В., Демина П.Б., Кудрин А.В.</i> Аномальные эффекты Нернста-Эттингсгаузена и Холла в плёнках CoPt.....	231
<i>Лазарева К.А., Радовская В.В., Шалыгина Е.Е., Гусев Н.С., Караитин Е.А., Фраерман А.А., Майдыковский А.И., Мурзина Т.В., Колмычек И.А.</i> Генерация магнитоиндуцированной второй гармоники на границе раздела кобальта с немагнитными металлами.....	233
<i>Логунов М.В., Никитов С.А., Сафонов С.С., Ильин А.С., Стогний А.И., Темирязев А.Г.</i> Статические и динамические петли гистерезиса магнитных пленок и гетероструктур.....	235
<i>Малышев А.И., Козулин А.С., Курбакова Н.Е.</i> Электроны в квазиодномерных волноводах со спин-орбитальным взаимодействием и массивом тонких поперечных магнитных полосок.....	237
<i>Мартышкин А.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Шараевски й Ю.П., Никитов С.А.</i> Распространение спиновых волн в магнитных микроволноводах с нарушением трансляционной симметрии.....	238
<i>Миляев М.А., Наумова Л.И., Максимова И.К., Павлова А.Ю., Устинов В.В.</i> Металлические спиновые клапаны с синтетическим антиферромагнетиком и управляемыми функциональными характеристиками..	240
<i>Миронов В.Л., Ермолаева О.Л.</i> Пиннинг доменной стенки в гибридной нанопроволоке Co-CoPt.....	242
<i>Михайлова Т.В., Томилин С.В., Ляшко С.Д., Прокопов А.Р., Шапошников А.Н., Каравайников А.В., Боква А.П., Бержанский В.Н.</i> Магнитоплазмонные наноструктуры с оптическими таммовскими состояниями.....	244
<i>Мурзина Т.В., Колмычек И.А., Лазарева К.А., Майдыковский А.И., Шалыгина Е.Е., Гусев Н.С., Караитин Е.А., Фраерман А.А.</i> Магнитоиндуцированные эффекты в нелинейно-оптическом отклике многослойных магнитных наноструктур.....	246
<i>Мухаматчин К.Р.</i> Некомпланарное упорядочение в системе точечных магнитных диполей.....	248
<i>Найденев П.Н., Голикова О.Л., Беспалов А.В., Гераськин А.А., Королев А.Ф., Чехов А.Л., Мурзина Т.В.</i> 2D магнитоплазмонные структуры на основе пленок BiG и решеток Au.....	250
<i>Никитов С.А., Барабаненков Ю.Н., Барабаненков М.Ю.</i> Вклад квантовых флуктуаций в электромагнитное излучение из нестационарной конечной линейной цепочки спинов.....	252
<i>Никулин Ю.В., Селезнев М.Е., Филимонов Ю.А.</i> Влияние величины и направления тока на спиновую инжекцию и аккумуляцию в латеральных спинвентильных структурах ферромагнитный металл-антимонид индия.....	254
<i>Овсянников Г.А., Демидов В.В., Шайхулов Т.А., Климов А.А., Tiercelin N., Pernod P., Никитов С.А.</i> Магнитные взаимодействия на границе оксидный ферромагнетик/ферромагнитный интерметаллид.....	256
<i>Овсянников Г.А., Шайхулов Т.А., Шахунов В.А., Климов А.А., Преображенский В.Л., Tiercelin N., Pernod P.</i> Проводимость эпитаксиальных манганитных пленок под действием напряженности, вызванной подложкой.....	258
<i>Одинцов С.А., Садовников А.В.</i> Спин-волновой транспорт в латеральной системе магнитных структур на основе наноразмерных пленок железо-иттриевого граната.....	260
<i>Орлов В.А., Иванов А.А., Орлова И.Н.</i> Синхронное движение магнитных вихрей в паре нанолент.....	262
<i>Панов Ю.Д., Москвин А.С., Улитко В.А., Чиков А.А.</i> Приближение Бете для двумерной спин-псевдоспиновой системы.....	264
<i>Патрин Г.С., Яковчук В.Ю., Яриков С.А., Шиян Я.Г., Фурдык В.П.</i> Магнитные и резонансные свойства пленок в системе Fe-Vi.....	266
<i>Писарев Р.В.</i> Электронная структура и оптические явления в сложно-структурном магнитоэлектрике-антиферромагнетике CuV ₂ O ₄	268
<i>Рыльков В.В., Дровосеков А.Б., Талденков А.Н., Николаев С.Н., Удалов О.Г., Емельянов А.В., Ситников А.В., Черноглазов К.Ю., Демин В.А., Веденев А.С., Бугаев А.С.</i> Особенности магнитной анизотропии и транспортных свойств нанокompозита (CoFeB) _x (LiNbO ₃) _{100-x} с высоким содержанием магнитных ионов в изолирующей матрице.....	270
<i>Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Грачев А.А., Одинцов С.А., Никитов С.А.</i> Функциональные структуры магноники – исследование методом Манделштам-Бриллюэновской спектроскопии.....	272
<i>Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Дудко Г.М., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А.</i> Спин-волновые возбуждения в гофрированных пленках ЖИГ.....	274

Сахин В.О., Киямов А.Г., Куковицкий Е.Ф., Хасанов Р.И., Таланов Ю.И., Тейтельбаум Г.Б. Особенности упорядочения собственных магнитных моментов в топологическом изоляторе	276
Свалов А.В., Степанова Е.А., Васьковский В.О., Курляндская Г.В. Термочувствительный спиновый клапан на основе искусственного ферромагнетика: процесс намагничивания в широком диапазоне полей.....	278
Степина Н.П., Пушкарёв Р.В., Зиновьева А.Ф., Кириенко В.В., Богомяков А.С., Гутаковский А.К., Двуреченский А.В., Файнер Н.И. Магнитные и транспортные свойства гранулированных пленок SiC _x N _y :Fe.....	280
Тааев Т.А., Хизриев Ш.К., Курбайтаев А.Я., Исаева М.М. Магнитотвердые/магнитомягкие гетероструктуры.....	282
Татарский Д.А., Гусев Н.С., Михайловский В.Ю., Гусев С.А. Управление магнитными свойствами многослойных периодических структур на основе Co/Pt.....	284
Удалов О.Г., Белобородов И.С. Сравнение различных типов неоднородных состояний в магнитных оксидах.....	286
Уздин В.М., Поткина М.Н., Тенищев С.С. Устойчивость топологических магнитных и жидкокристаллических структур на разных пространственных масштабах	288
Усеинов Н.Х. Спин-зависимый электронный транспорт в наноконтакте на основе ферромагнетика, изолятора и антиферромагнетика	290
Успенская Л.С. Влияние температуры на процесс перемагничивания F/AF структур	292
Хивинцев Ю.В., Дудко Г.М., Сахаров В.К., Никулин Ю.В., Филимонов Ю.А. Распространение спиновых волн в микроструктурах на основе пленок железиттриевого граната, декорированных ферромагнитным металлом	294
Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Дудко Г.М., Кожевников А.В., Высоцкий С.Л., Селезнев М.Е., Филимонов Ю.А., Khitun A. Магнитные сети на основе пленочных ЖИГ микроволноводов	296
Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Кожевников А.В., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А., Хитун А. Особенности распространения спиновых волн в системах микроволноводов на основе железиттриевого граната ...	298
Хохлов Н.Е., Геревенков П.И., Филатов Я.А., Шелухин Л.А., Щербаков А.В., Rushforth A.W., Калашикова А.М. Распространение магнитостатических волн в эпитаксиальных пленках галфенола, возбуждаемых вследствие сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии.....	300
Хутиева А.Б., Локк Э.Г., Садовников А.В. Микромагнитное моделирование дифракции сверхнаправленного пучка спиновых волн на сквозном отверстии в касательно намагниченной пленке ЖИГ	302
Черкасов Д.А., Загорский Д.Л., Шаталов А.С., Долуденко И.М., Панов Д.В., Хечумян С.А., Бондаренко Г.Г. Влияние магнитного поля на структуру нанопроволок, получаемых репликацией пор трековых мембран.....	303

Секция 4

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

Haenssler O.C., Fatikow S. Fusion of scanning electron, force, and near-field microwave microscopy allowing multimodal sensing and imaging.....	307
Sukhanova T.E., Vylegzhanina M.E., Volkov A.Ya., Gasilova E.R., Kutin A.A., Filippov A.P., Amal Amin, Moshera Samy, Heba M. Abdallah, Magdy M.H. Ayoub. AFM and DLS comparative study of nano-particles based on blends of polycaprolactone with poly(vinyl alcohol), encapsulating anticancer drugs	309
Акимов А.Н., Ищенко Д.В., Климов А.Э., Пащин Н.С., Супрун С.П., Терещенко О.Е., Федосенко Е.В., Шерстякова В.Н. Поверхностная проводимость эпитаксиальных слоёв PbSnTe:In с составом вблизи инверсии зон.....	311
Аладышкин А.Ю., Олянич Д.А., Мараров В.В., Утас Т.В., Михалюк А.Н., Саранин А.А., Зотов А.В. Применение триангуляции Делоне для анализа статистических свойств поверхностей с адсорбатами.....	313
Артёмов Е.А., Мантузов А.В., Зарезов М.А., Артёмов А.С. Химико-механическое полирование ситалла и поликристаллического алмаза композициями аморфного нанодисперсного кремнезема	315
Ахметова А.И., Яминский И.В. Обнаружение белков, вирусов, бактерий методами сканирующей зондовой микроскопии.....	317
Бизяев Д.А., Бухарев А.А., Нургазизов Н.И., Чукланов А.П. Изучение процессов перестройки намагниченности в частицах с конфигурационной анизотропией, полученных методами микро- и наносферной литографии	319
Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Михалюк А.Н., Грузнев Д.В., Зотов А.В., Саранин А.А. Однослойный дисилицид никеля на поверхности Si(111) стабилизированный атомным слоем таллия	321

Быков В.А., Бобров Ю., Поляков В.В., Шелаев А.В. Зондовая микроскопия и спектроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба	323
Володин А., Хердевин К., Ван Хасендонк К. Электростатика металлизированных биоволокон: низкотемпературная электросиловая микроскопия.....	328
Гавриков М.В., Жуков Н.Д. Аномальные СТМ-ВАХ полупроводниковых наночастиц.....	330
Гатин А.К., Гришин М.В., Дохликова Н.В., Сарвадий С.Ю., Шуб Б.Р. Адсорбционные свойства покрытия из золотых и медных наночастиц на графите	332
Горев Р.В., Миронов В.Л. Взаимодействие зонда магнитно-силового микроскопа со скирмионом в пленке Co/Pt с перпендикулярной анизотропией	334
Горев Р.В., Скороходов Е.В., Миронов В.Л. Моделирование отклика магнитно-резонансного силового микроскопа	335
Горох Г.Г., Плиговка А.Н., Лозовенко А.А. Столбиковые ниобиевые наноструктуры: механизм образования, микроструктура и электрофизические свойства	337
Грузнев Д.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Яковлев А.А., Михалюк А.Н., Зотов А.В., Саранин А.А. Массив квазиодномерных цепочек AuPt на поверхности Si(111).....	339
Далидчик Ф.И., Балашов Е.М., Ковалевский С.А. Туннельная резонансная электронно-колебательная спектроскопия ультрамалых металлических наночастиц	341
Дементьев П.А., Макаренко И.В., Лукьянова Л.Н., Усов О.А. Сканирующая зондовая микроскопия топологических материалов $n\text{-Bi}_2(\text{Te, Se})_3$	343
Докукин М.Е., Соколов И.Ю. Высокоскоростные методики исследования механических свойств био- и полимерных материалов с помощью АСМ.....	345
Дохликова Н.В., Гришин М.В., Гатин А.К., Кулак А.И., Сарвадий С.Ю., Харитонов В.А., Шуб Б.Р. DFT-моделирование адсорбции водорода на биметаллических наночастицах золота-никеля	347
Жуков А.А., Божко С.И. Использование функционализированного острия атомно-силового микроскопа для исследования проводимости углеродных нанотрубок.....	349
Зотов А.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Грузнев Д.В., Саранин А.А. Нанофазное расслоение в атомном слое Pb-Tl на поверхности NiSi ₂ /Si(111)	351
Иванова Е.В., Дементьев П.А., Загорянская М.В. Ловушки в high-k диэлектриках и их влияние на собственную люминесценцию.....	352
Каверин Б.С., Обьедков А.М., Семенов Н.М., Кремлев К.В., Гусев С.А., Татарский Д.А., Вилков И.В., Андреев П.В. Синтез и исследование структуры гибридного материала на основе многостенных углеродных нанотрубок и наночастиц Ni	354
Комаров Н.С., Павлова Т.В., Андриюшечкин Б.В. Атомная картина структурных фазовых переходов в системе йод/никель. Симметрия подложки и структурные фазовые переходы в 2D слое йода на поверхности никеля	356
Кузнецова Т.А., Лапицкая В.А., Вархолинский Б., Гилевич А., Айзикович С.М., Митрин Б.И., Крениев Л.И., Чижик С.А. Оценка неоднородности модуля упругости покрытия AlCrN с применением зондовых методов	358
Кузнецова Т.А., Лапицкая В.А., Шаблюк А.В., Вархолинский Б., Гилевич А., Чижик С.А. Определение размера микрочастиц в нитридных покрытиях с использованием АСМ.....	360
Лапицкая В.А., Кузнецова Т.А., Чижик С.А., Вархолинский Б., Гилевич А., Айзикович С.М., Митрин Б.И., Крениев Л.И., Соловей Д.В. Оценка износостойкости поверхности твердых покрытий с использованием АСМ	362
Лапицкая В.А., Кузнецова Т.А., Чижик С.А., Комаров А.И., Фролов Ю.И. Определение трещиностойкости МДО покрытий с визуализацией отпечатка АСМ	364
Логинов А.Б., Логинов Б.А., Исмаилов Р.Р., Образцов А.Н. Методика in-situ исследования процессов формирования углеродных материалов из газовой фазы с помощью сканирующей туннельной микроскопии	366
Логинов Б.А. Зондовая микроскопия: путь к школьной парте и как это можно использовать	368
Миронов В.Л., Скороходов Е.В., Сапожников М.В., Горев Р.В. Магнитно-резонансная силовая микроскопия ферромагнитных наноструктур	369
Михайлова Т.В., Данишевская Е.В., Прокопов А.Р., Шапошников А.Н., Бержанский В.Н., Каравайников А.В., Недвига А.С. Пленки Vi-замещенных ферритов-гранатов для термомагнитной записи, фотоники и плазмоники: оптимизация условий синтеза с использованием сканирующей зондовой микроскопии	371
Морозова А.С., Заганина С.А., Бухараев А.А., Зиганин М.А. Влияние количества аминокислотных остатков в олигопептидах на основе глицина на их самоорганизацию в пленках.....	373
Музыченко Д.А., Орешкин С.И., Панов В.И., Van Haesendonck С., Орешкин А.И. Исследование однослойного германена на поверхности Al(111).....	375
Нургазизов Н.И., Бизяев Д.А., Бухараев А.А., Чукланов А.П., Русских И.В., Садчиков Ю.В. Использование планарных пермаллоевых микрочастиц для детектирования механических напряжений	377

Олянич Д.А., Мараров В.В., Утас Т.В., Аладышкин А.Ю., Михалюк А.Н., Зотов А.В., Саранин А.А. Исследование роста молекулярного слоя фуллеренов C ₆₀ на чистой и модифицированной Тl поверхностях Si(111)5×2-Au	380
Орешкин А.И., Музыченко Д.А., Орешкин С.И., Панов В.И., Бахтизин Р.З., Петухов М.Н. Контролируемый источник атомов фтора на основе молекул фторфуллеренов	382
Путилов А.В., Уставщиков С.С., Аладышкин А.Ю. Пространственно-неоднородные электронные состояния в ультратонких Рb пленках	384
Резник А.Н., Вдовичева Н.К. Определение электрофизических параметров полупроводника по измерениям СВЧ спектра импеданса коаксиального зонда	386
Саранин А.А., Грузнев Д.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Матецкий А.В., Зотов А.В., Nakamura T., Kim H., Ichinokura S., Takayama A., Hasegawa Y., Hasegawa S. Экзотическая сверхпроводимость двумерного сплава Si(111)√3×√3-(Tl, Pb) одноатомной толщины	388
Скорородов Е.В., Горев Р.В., Сапожников М.В., Гусев Н.С., Миронов В.Л. Магнитно-резонансная силовая спектроскопия многослойных пленок Co/Pt с перпендикулярной анизотропией	390
Темирязев А.Г. Основные методики электрических измерений с помощью атомно-силового микроскопа	392
Темирязева М.П., Здорвейцев А.В., Вихрова О.В., Кудрин А.В., Садовников А.В., Никитов С.А., Темирязев А.Г. Исследование процессов формирования скирмионов и 360-градусных доменных стенок (1D-скирмионов) в пленках CoPt и CoPd	394
Толстихина А.Л., Гайнутдинов Р.В., Белугина Н.В., Лашкова А.К., Шут В.Н., Мозжаров С.Е., Кашевич И.Ф. Сканирующая емкостная микроскопия в исследовании кристаллов TGS с профильным распределением примеси	396
Трухин В.Н., Мустафин И.А. Терагерцовый резонансный антенна-зонд для терагерцовой ближнепольной микроскопии	398
Тупчая А.Ю., Бондаренко Л.В., Грузнев Д.В., Михалюк А.Н., Еремеев С.В., Рыжкова М.В., Цуканов Д.А., Зотов А.В., Саранин А.А. Сотовое расположение атомов Тl в 2D соединении TlRb/Si(111): влияние адсорбционных положений на электронную структуру	400
Филатов Д.О., Коряжкина М.Н., Антонов Д.А., Антонов И.Н., Лускин Д.А., Рябова М.А., Горшков О.Н. Исследование методом атомно-силовой микроскопии резистивного переключения сложными сигналами в пленках стабилизированного диоксида циркония	402
Фомин Л.А., Михайлов Г.М., Маликов И.В., Черных А.В., Березин В.А., Рассадин А.Э. Влияние морфологии поверхности на электронно-транспортные свойства тонких пленок и наноструктур из тугоплавких и ферромагнитных металлов: эксперименты и модели	404
Чайка А.Н., Walls B., Lubben O., Cerdá J.L., Yashina L.V., Tsukanova D.Y., Семенов В.Н., Орлов В.И., Rogero C., Martin-Gago J.A., Zhussupbekov K., Shvets I.V. СТМ-визуализация атомной структуры поверхности и приповерхностных дефектов в слоистых соединениях	406
Шаринов Т.И., Бахтизин Р.З., Доломатов М.Ю., Нурахметов Т.Н., Салиходжа Ж.М. Атомно-силовая микроскопия надмолекулярной структуры асфальтенов	408
Шур В.Я., Ахматханов А.Р., Чувакова М.А. Формы изолированных доменов в одноосных сегнетоэлектриках. Порядок, беспорядок и самоорганизация	410
Яминский И.В. Биомедицинская сканирующая зондовая микроскопия: новые достижения и основные направления	412

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Belyakov V.A. High resolution X-Ray fluorescence and localized X-Ray modes	417
Buzmakov A., Fortmann-Grote C., Petrov I., Samoylova L., Sinn H. Interactive simulation framework for analysis of wavefront propagation at X-ray Free-Electron Lasers (XFELs) and 4 th generation light sources	420
Petrov I., Kaganer V., Samoylova L., Boesenberg U., Roth T., Ruffer R., Terentyev S., Sinn H., Madsen A. Analysis of diffraction properties of a bent diamond crystal spectrometer at The European X-ray Free-Electron Laser (EuXFEL)	422
Shatokhin A.N., Kolesnikov A.O., Pirozhkov A.S., Vishnyakov E.A., Ragozin E.N. Broadband High-Resolution Stigmatic Spectral Imaging in the XUV	424
Артюков И.А., Виноградов А.В., Попов Н.Л., Фещенко Р.М. Рентгенооптическая система для томсоновского рентгеновского источника	426
Ахсахалян А.А., Ахсахалян А.Д., Гарахин С.А., Ерхова Н.Ф., Кириченко А.С., Кузин С.В., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Изготовление и исследование свойств вогнутого кристаллического зеркала для проекта КОРТЕС	428

<i>Ахсахалян А.А., Малышев И.В., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Уласевич Б.А., Чхало Н.И.</i> Интерферометр с дифракционной волной сравнения с перестраиваемой числовой апертурой	430
<i>Барышева М.М., Гарахин С.А., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Свечников М.В., Чхало Н.И., Yulin S.</i> Аперриодические многослойные элементы в рентгеновской оптике и спектроскопии: суперзеркала, «классические» аперриодические структуры, блок-структуры	432
<i>Бушуев В.А., Франк А.И.</i> Групповое время задержки и глубина формирования зеркального и дифракционного отражения рентгеновских лучей и нейтронов	434
<i>Виноходов А.Ю., Кошелев К.Н., Якушев О.Ф., Сидельников Ю.В., Иванов В.В., Кривицун В.М., Лаш А.А., Абраменко Д.А., Кривокорытов М.С., Медведев В.В., Якушкин А.А.</i> Высоко яркостные ЭУФ источники на основе лазерной плазмы и жидкометаллических мишеней для диагностических технологий ЭУФ литографии	436
<i>Вишняков Е.А., Богачев С.А., Перцов А.А., Кузин С.В., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И., Шугаров А.С.</i> Измерения чувствительности ПЗС-детекторов для вакуумной ультрафиолетовой области спектра.....	439
<i>Вишняков Е.А., Ерхова Н.Ф., Кириченко А.С., Рева А.А., Кузин С.В.</i> Зависимость эффективности спектрогелиографов КОРТЕС от угла блеска дифракционных решеток	441
<i>Водопьянов А.В., Сидоров А.В., Разин С.В., Веселов А.П., Голубев С.В., Глявин М.Ю., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н.</i> Разряд, поддерживаемый излучением ТГц диапазона в неоднородном потоке газа как точечный источник экстремального ультрафиолетового излучения	443
<i>Гарахин С.А., Лопатин А.Я., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Плешков Р.С., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н., Демин Г.Д., Дюжнев Н.А., Махиборода М.А.</i> Эффективность генерации характеристического излучения Ве-содержащих мишеней.....	445
<i>Гарахин С.А., Нечай А.Н., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н., Зуев С.Ю., Забродин И.Г., Каськов И.А., Пестов А.Е., Полковников В.Н.</i> Рефлектометр с лазерно-плазменным источником для аттестации оптики в мягком рентгеновском и ЭУФ диапазонах	447
<i>Гарахин С.А., Полковников В.Н., Свечников М.В., Барышева М.М.</i> Оптимизация состава, синтез и аттестация аперриодических многослойных зеркал	449
<i>Горай Л.И., Jark W., Eichert D.</i> Решетки для «нежного» рентгеновского излучения: коническая vs классическая схема дифракции.....	451
<i>Горюнов С.В., Кулин Г.В., Роциупкин Д.В., Иржак Д.В., Франк А.И.</i> Осциллирующий образец для эксперимента по изучению закона дисперсии в веществе, движущимся с экстремальным ускорением	453
<i>Грибко В.В., Трушин В.Н., Маркелов А.С., Чупрунов Е.В.</i> Влияние формы пьезоэлектрического изгибного модуля на профиль поверхности закрепленном на нем отражающего элемента.....	455
<i>Губарев В.М., Яковлев В.Ю., Сертсу М.Г., Якушев О.Ф., Кривицун В.М., Медведев В.В., Гладуш Ю.Г., Шеферс Ф., Насибулин А.Г.</i> Применение мембран из одностенных углеродных нанотрубок в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне.....	457
<i>Дюжнев Н.А., Демин Г.Д., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н., Филиппов Н.А., Коротков С.Ю., Глаголев П.Ю., Махиборода М.А.</i> Разработка микрофокусных рентгеновских трубок с использованием кремниевых автоэмиссионных катодных узлов, изготовленных методами МЭМС-технологии.....	459
<i>Дюжнев Н.А., Евсиков И.Д.</i> Современное состояние элементной базы вакуумной нанозлектроники.....	461
<i>Егоров А.А., Зорина М.В., Малышев И.В., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И.</i> Изучение характеристик стенда ЭУФ литографа.....	463
<i>Заверткин П.С., Илюшкин Д.В., Николенко А.Д., Чхало Н.И.</i> Исследование отражательных характеристик кристаллов и МРЗ в мягком рентгеновском диапазоне	465
<i>Захаров М.А., Франк А.И., Кулин Г.В.</i> Взаимодействие ультрахолодных нейтронов с осциллирующим в пространстве нейтронным интерференционным фильтром	467
<i>Зорина М.В., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чхало Н.И.</i> Моделирование процесса ионного травления с учетом эволюции микрошероховатости для одномерной поверхности аморфной однокомпонентной мишени.....	469
<i>Зорина М.В., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чхало Н.И.</i> Шероховатость оптических материалов после ионного травления	471
<i>Зорина М.В., Пестов А.Е., Чхало Н.И.</i> Модификация стенда АСМ для измерений криволинейных поверхностей	473
<i>Зуев С.Ю., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И.</i> Исследование механических и термических свойств свободновисящих пленок на основе нанокмозитных материалов $MoSi_2N_x$ и $ZrSi_2N_y$	475
<i>Зуев С.Ю., Плешков Р.С., Зорина М.В., Гарахин С.А., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.</i> Увеличение дифракционной эффективности голографических решеток в МР и ЭУФ диапазоне.....	477
<i>Карпов А.В., Пунегов В.И.</i> Влияние пространственных размеров рентгеновского пучка на рассеяние многослойной дифракционной решеткой	479
<i>Квашенников Д.С., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.</i> Многослойные зеркала Ag/Y для спектрального диапазона 9-11 нм	481

Кузин С.В., Кириченко А.С., Стешитский М., Сильвестр Я., Сиарковский М., Штафорц Жд., Плошанек С., Бакала Я., Барилак Я., Подгорский П., Шисловский Д., Ковалинский М., Богачев С.А., Перцов А.А. Комплекс SOLPEX для исследования излучения Солнца в мягком рентгеновском диапазоне волн	483
Кулин Г.В., Франк А.И., Бушуев В.А., Хайдуков Ю.Н., Рошупкин Д.В., VadiLonga S. Нестационарная дифракция нейтронов на поверхностных акустических волнах	487
Лопатин А.Я., Лучин В.И., Пестов А.Е., Плешков Р.С., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И., Дюжнев Н.А., Демин Г.Д., Махиборода М.А. Характеристики рентгеновских трубок с автоэмиссионным кремниевым катодом и пленочным анодом «протрельного» типа.....	489
Лопатин А.Я., Пестов А.Е., Соловьев А.А., Чхало Н.И., Гарахин С.А. Проект спектрометра для исследования излучения лазерной плазмы в МР диапазоне длин волн на фемтосекундном лазерном комплексе PEARL.....	491
Лопатин А.Я., Пестов А.Е., Чхало Н.И. Фитинг интегральных сечений взаимодействия ускоренных электронов с атомами Ве мишени	493
Мальшев И.В., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Аттестация аббераций объектива Шварцшильда х46 для рентгеновского микроскопа в «окне прозрачности воды»	495
Мальшев И.В., Пестов А.Е., Чхало Н.И. Применение генетического алгоритма для коррекции высокочастотных ошибок формы поверхности	497
Мальшев И.В., Чхало Н.И. Алгоритм восстановления интенсивности для реализации z-томографии в высокоапертурной микроскопии «окна прозрачности воды»	499
Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чхало Н.И., Нечай А.Н., Гончаров Л.А. Испытания малоразмерного фокусирующего источника ускоренных ионов КЛАН-10М.....	501
Некипелов С.В., Жук Н.А., Мингалева А.Е., Петрова О.В., Шомысов Н.Н., Сивков В.Н. Спектральные исследования титанатов кальция-меди (ССТО), допированных атомами 3d-металлов	503
Плешков Р.С., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Свечников М.В., Sertsu M.G., Sokolov A., Чхало Н.И., Schäfers F. Влияние барьерных слоев бериллия на свойства многослойных зеркал Mo/Si	505
Полковников В.Н., Зуев С.Ю., Гарахин С.А., Квашенников Д.С., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Многослойные зеркала для диапазона длин волн 9-11 нм	507
Пунегов В.И. Дифракция рентгеновских лучей на полупроводниковом кристалле с металлической и оксидной поверхностной решеткой	509
Пунегов В.И. Рентгеновская дифракция пространственно ограниченных пучков на кристалле с градиентом периода решетки	511
Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Нечай А.Н., Перекалов А.А. Разработка стенда для исследования процессов конденсации в атомно-кластерных пучках	513
Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Нечай А.Н., Перекалов А.А. Эмиссионные свойства атомарно-кластерных пучков молекулярных газов при импульсном лазерном возбуждении	515
Сахоненков С.С., Конашук А.С., Гайсин А.У., Филатова Е.О. Применение ФЭС высоких энергий к изучению состава межслоевой области в многослойных рентгеновских зеркалах	517
Свечников М.В. Multifitting – программа для рефлектометрической реконструкции многослойных нанопленок.....	519
Свечников М.В., Лопатин А.Я., Плешков Р.С., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И., Schäfers F., Sertsu M.G., Sokolov A. Диэлектрическая проницаемость бериллия в диапазоне длин волн 1–60 нм.....	521
Сивков В.Н., Обьедков А.М., Петрова О.В., Некипелов С.В., Мингалева А.Е., Сивков Д.В., Кремлев К.В., Каверин Б.С., Семенов Н.М., Кадомцева А.В., Гусев С.А., Юнин П.А., Татарский Д.А. Исследования каталитических систем на основе многостенных углеродных нанотрубок.....	522
Сивков В.Н., Сивков Д.В., Петрова О.В., Некипелов С.В., Мингалева А.Е., Скандаков Р.Н., Климова Н.Б., Ершов П., Кон В.Г., Рогалев А., Снегирева И.И., Снегирев А.А. Спектральные зависимости оптических постоянных металлического никеля в областях резонансного фотопоглощения	524
Смертин Р.М., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Свечников М.В., Sertsu M.G., Sokolov A., Чхало Н.И., Schäfers F., Юнин П.А. Влияние термического отжига на свойства многослойных зеркал Mo/Be	525
Франк А.И. Принцип эквивалентности и взаимодействие волн с ускоряющимся объектом	527
Чернышев А.К., Мальшев И.В., Пестов А.Е., Чхало Н.И. Моделирование процесса коррекции локальных ошибок формы поверхности малоразмерным ионным пучком	529
Чхало Н.И., Зорина М.В., Мальшев И.В., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Струля И.Л. Бериллий, как материал для радиационно-стойких рентгеновских зеркал	531
Шатохин А.Н., Вишняков Е.А., Колесников А.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. Аперриодические элементы в оптике мягкого рентгеновского диапазона	533

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XXIII Международного симпозиума

Нижний Новгород, 11–14 марта 2019 г.

Том 1: секции 1, 2, 4, 5

Издается в авторской редакции

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 417-94-80 +101, (831) 417-94-76 +520, факс: (831) 417-94-74
e-mail: symp@nanosymp.ru

Формат 60×90 1/8.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times».
Усл. печ. л. 59. Заказ № 75. Тираж 250 экз.

Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
Тел. (831) 465-78-25

Подготовка оригинал-макета к печати:
О.И. Гайкович, М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433-83-25