

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

**Труды XXI Международного
симпозиума**

13–16 марта 2017 г., Нижний Новгород

Том 1

Секции 1, 2, 4, 5

Нижний Новгород
Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского
2017

УДК 538.9
ББК 22.37; 22.33
Н-25

Труды XXI Международного симпозиума «Нанозеллектроника». (Нижний Новгород, Н-25 13–16 марта 2017 г.) В 2 т. Том I. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского государственного университета, 2017. — 451 с.
ISBN 978-5-91326-371-1

Организаторы

Федеральное агентство научных организаций РФ
Отделение физических наук РАН
Научный совет РАН по физике полупроводников
Научный совет РАН по физике конденсированных сред
Институт физики микроструктур 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

А.В. Новиков, 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, С.-Петербург
Е.Л. Ивченко, чл.-корр. РАН	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.В. Кведер, чл.-корр. РАН	ИФТТ РАН, Черногоровка
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, Черногоровка
В.В. Рязанов, д.ф.-м.н.	ИФТТ РАН, Черногоровка
Н.Н. Салашенко, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Н.Новгород
А.А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
В.Б. Тимофеев, академик	ИФТТ РАН, Черногоровка
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

Н.А. Байдакова,	ИФМ РАН, Н. Новгород
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.,	ИФМ РАН, Н. Новгород
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
Д.А. Татарский,	ИФМ РАН, Н. Новгород

ISBN 978-5-91326-371-1

ББК 22.37; 22.33

© Нижегородский госуниверситет
им. Н.И. Лобачевского, 2017
© Институт физики микроструктур РАН, 2017

Симпозиум проводится при поддержке



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



Нижегородского государственного университета
им. Н.И. Лобачевского,
www.unn.ru



Российского фонда фундаментальных
исследований,
www.rfbr.ru



Федерального агентства научных организаций
<http://fano.gov.ru>



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



ЗАО «Научное и технологическое оборудование»,
www.semiteq.org



ЗАО ОПТЭК
www.optec.ru



ОАО «Завод ПРОТОН-МИЭТ»
www.z-proton.ru



ЦТС «НАУКА»
www.cts-nauka.ru



WITec GmbH (www.witec.de)
Официальное представительство в России
LOT-QuantumDesign in Russia



ООО «ЭрисКом»
www.ErisCom.ru



ООО «Серния»
<http://sernia.ru/>



ООО «ТОКИО БОЭКИ (РУС)»
www.tokyo-boeki.ru



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



ООО «Промэнерголаб»
www.czl.ru

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

Frequency Locking in System of Coupled Josephson Junctions Shunted by LC-circuit

Florina Brânzei¹, Kirill Kulikov^{2,3}, Yuri Shukrinov^{2,3}

¹ West University of Timisoara, Timisoara, Romania

² BLTP, Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Russia

³ Dubna State University, Dubna, Russian Federation

*florina.branzei@yahoo.com

We study the influence of the external electromagnetic radiation on the phase dynamics of the system of coupled Josephson junctions shunted by LC-elements. We simulate the IV-characteristics and the amplitude dependence of Shapiro step width. The changes of the amplitude dependence of step width when the step is on a serial resonant branch are shown. We investigate the influence of external radiation on the time dependence of voltage and charge in the resonant region.

Introduction

Shunting of the coupled Josephson junctions (JJ) by LC-elements leads to a crucially changes in the properties of the Shapiro step (SS). Without shunting external radiation produces an additional superconducting current. It leads to the appearance of the Shapiro steps and their subharmonics in the IV-characteristics (IVC), which position and width depend on radiation frequency and amplitude [1]. However, the amplitude dependence of the step width is changed when the Shapiro step is on the parallel resonant branch [2, 3]. Therefore, the properties of the Shapiro steps in the shunted system of coupled Josephson junctions are not investigated enough yet.

Models and method

In normalized units the system of equations, describing considered system can be written in the form

$$\begin{cases} \frac{\partial \varphi_l}{\partial t} = V_l - \alpha(V_{l+1} + V_{l-1} - 2V_l) \\ \frac{\partial V_l}{\partial t} = I + A \sin \omega_R t - \sin \varphi_l - \beta \frac{\partial \varphi_l}{\partial t} - C \frac{\partial u_c}{\partial t} \\ \frac{\partial^2 u_c}{\partial t^2} = \frac{1}{LC} (\sum_{l=1}^N V_l - u_c) \end{cases} \quad (1)$$

Here u_c is the voltage at the capacitance. The bias current I is normalized to the critical current I_c of JJ, A and ω_R are the amplitude and frequency of external electromagnetic radiation, time - to inverse plasma frequency $\omega_p = \sqrt{2eI_c/C_j \hbar}$, voltages V_l and u_c are normalized to $V_0 = \hbar \omega_p / 2e$; shunt capacitance C - to the capacitance C_j of the JJ, and shunt inductance L - to

$(C_j \omega_p^2)^{-1}$. In the system of equations (1) we introduce a dissipation parameter $\beta = (1/R_j) \sqrt{\hbar / 2eI_c C_j} = 1/\sqrt{\beta_c}$ with β_c as McCumber parameter.

We study the phase dynamics of the system based on

the eq.(1) and discuss the IV-characteristics and resonance features in this system. We note that the JJs together with LC-elements form parallel and series resonance circuits with their eigenfrequencies:

$$\omega_{rc}^p = \sqrt{(1 + NC)/(LC)}, \quad \omega_{rc}^s = \sqrt{1/LC},$$

where N is the number of JJs in the stack.

The width of SS in the absence of shunting is determined by

$$\Delta I = 2|J_n(f)|, \quad f = (A/\omega_R)(1/\sqrt{\beta^2 + \omega_R^2})$$

here J_n is the Bessel function of the n -th order. The argument f depends on the frequency and amplitude of the external radiation and the parameter of dissipation β . In our calculation, the system of equations (1) is solved by the 4th order of Runge-Kutta method.

Main results

The series resonance reveals itself on the IV-characteristic only at a large dissipation parameter [1]. It manifests as a left side peak on the IVC in Fig.1(a), where the single JJ is shunted by $C=0.5$ and $L=30$. The

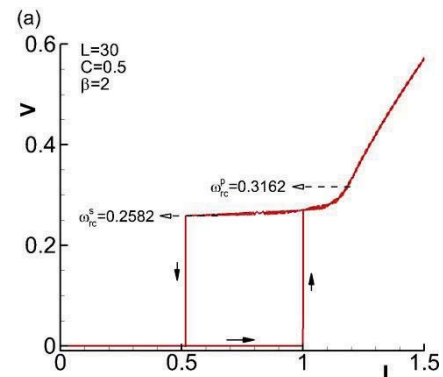


Fig. 1 (a) IVC of the JJ at $\beta=2$ shunted by $L=30$ and $C=0.5$. Filled arrows indicate the direction of current changing.

influence of the parallel and series resonances on the amplitude dependence of the SS at a large dissipation parameter $\beta = 2$ is shown in Fig.2(b) and (c). We see

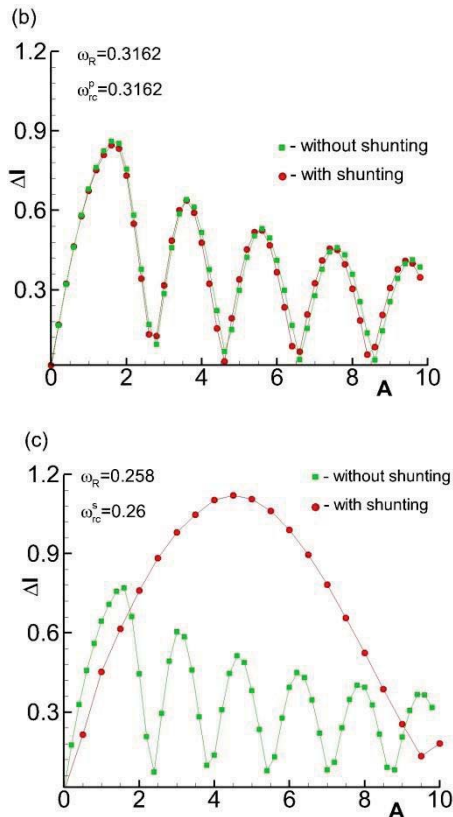


Fig. 2 (b) Amplitude dependence of SS width when it is on the parallel resonant branch. (c) The same as in (b) for the serial resonant branch.

that results of the simulations in the case of parallel resonance ($\omega_R = \omega_{rc}^p$, Fig.2(b)) are coincide with the A-dependence of JJ without shunting. In contrast, when the SS is on the serial resonant branch, the period of Bessel behavior of the step width increases drastically in comparison with the case of without shunting, as is presented in Fig.1(c). Note, that reversed situation can be seen in the system at $\beta = 0.2$ [3]. The properties of the SS changed when it placed on the parallel resonant branch in the low dissipation system ($\beta = 0.2$) and the Bessel dependence of SS width is compressed in this case. While on the serial resonant branch in the system with large dissipation ($\beta = 2$), the Bessel dependence is extended.

In Ref.[4] the phase dynamics and IV-characteristics has investigated in detail when the Josephson frequency approaches the frequency of the parallel resonance. A realization of parametric resonance through the excitation of a longitudinal plasma wave, within the bias current interval corresponding to the resonance circuit branch has been demonstrated. It has been found that the temporal dependence of the total voltage of the stack, and the voltage measured across

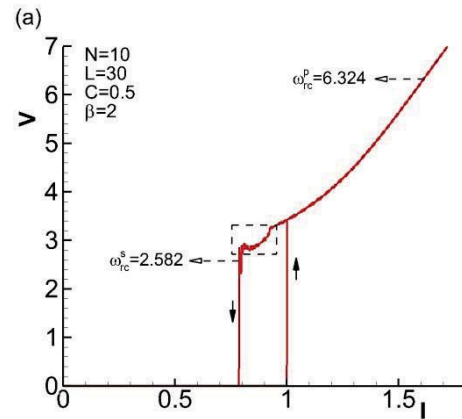


Fig. 3 IVC of the system of 10 JJ at $\beta=2$ shunted by $L=30$ and $C=0.5$. Filled arrows indicate the direction of current changing.

the shunt capacitor, reflect the charging of superconducting layers, a phenomenon which might be useful as a means of detecting such charging experimentally. The external electromagnetic radiation causes an interesting new type of temporal splitting in the charge-time oscillations within the superconducting layers over certain parameter ranges. Therefore, the question: “did the serial resonance affect the properties of high temperature superconductor in the same way?” is still open. It would be interesting to investigate its phase dynamics and Shapiro step features when serial resonance reveals itself on the IVC. Fig.3 represent the IVC of the system of 10 coupled JJ, shunted by LC-circuit. The system cannot reach a point where the serial resonance is realized due to switching of the JJs to the superconductive state. An unstable region labeled by dashed rectangle appears on the resonant branch. The properties of that phenomena will be investigated somewhere else.

The reported study was funded by RFBR according to the research project № 15-51-61011 Egypt_a and № 16-52-45011 India_a.

References

1. K. K. Likharev // Dynamics of Josephson Junctions and Circuits (Gordon and Breach, New York) 1986.
2. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. Kulikov // JETP Letters **96**, 657 (2012).
3. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. V. Kulikov and P. Seidel // EPL **110**, 47001 (2015).
4. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. V. Kulikov, A. E. Botha, A. Plecenik, P. Seidel, W. Nawrocki // SUST **30**, 024006 (2017) accepted.

Chaos in a coupled system of Josephson junctions with large dissipation

M. Cuzminschi¹, A. Zubarev^{1, 2*}, Yu. M. Shukrinov^{3, 4, §}

¹ University of Bucharest, Bucharest, Romania .

² INFLPR, Magurele, Romania.

³ BLTP, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia.

⁴ Dubna State University, Dubna, Russia.

*alzubarev@gmail.com, §shukrinov@theor.jinr.ru

In our work we study appearance of chaotic behavior in the coupled system of Josephson junctions with large dissipation. Results of detailed investigation of phase dynamics of the stacks with different number of junctions and coupling parameter are presented. We have found that chaotic behavior takes place in the states corresponding to the different parts of the IV-characteristic, particularly, to the McCumber zone, second hysteresis zone, and a region between them.

Introduction

The easiest way to manipulate systems of Josephson junctions is by varying their dissipation parameter. The previous study shows that an increase of dissipation parameter leads to new qualitative phenomena in stacks of coupled Josephson junctions [1]. For weak dissipation phenomena ($\beta=0.2$) we can observe the large McCumber zone with branching and no charge outside of the McCumber zone. For large dissipation parameter ($\beta=0.8$) are observed two hysteresis zones with different current values. Area of McCumber zone decreases, also branching disappears.

For the simulation of Josephson nanostructures is used CCJJ+DC model. In this model the equations are given by

$$dV_i/dt = I + I_i^n - \sin\varphi_i - \beta d\varphi_i/dt \quad (1)$$

$$d\varphi_i/dt = V_i - \alpha(V_{i+1} + V_{i-1} - 2V_i) \quad (2)$$

where V_i is the voltage between i^{th} and $(i+1)^{\text{th}}$ superconducting layers, φ_i is the phase difference between the layers, and α is coupling parameter between the junctions.

In our work we study a stack of ($N=10$) Josephson junctions with intermediate values of dissipation parameter for evidencing of transitory state in the system.

In the transitory state the system has chaotic behavior, which manifests by instability of collective state, chaotic behavior of Josephson plasma and positive Lyapunov exponent [2]

$$LE_j = 1/T_p \ln(|d_{j+1}|/|d_j|) \quad (3)$$

where $|d_j| = [\sum_{i=1}^N (\Delta\varphi_i(t_j))^2 + \sum_{i=1}^N (\Delta V_i(t_j))^2]^{1/2}$.

I-V characteristic of the system

To determine the parameters corresponding to transition from low dissipation state with large McCumber zone to high dissipation with the second hysteresis we fix the number of junctions ($N=10$) and the dissipation parameter ($\beta=0.8$) and vary the coupling parameter (α) from 0 to 1.

The corresponding behavior is found for ($\alpha=0.501$). For this coupling value the system combines properties specific for low and high dissipation values (**Figure 1**).

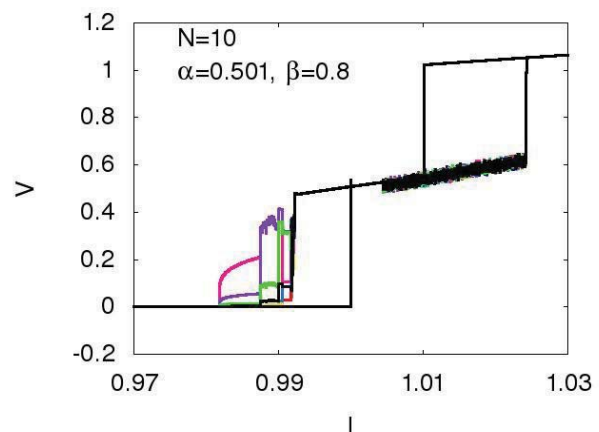


Fig. 1. The I-V characteristics of Josephson junctions in array for each junction in the transitory state. The branching and the second hysteresis can be observed simultaneously

Structure of the plasma wave

In this part of our work we study the plasma behavior in earlier identified system ($N=10$, $\beta=0.8$, $\alpha=0.501$). From **Figure 2** we can observe the existence of the longitudinal plasma wave [3] with variable amplitude.

In the McCumber hysteresis appears standing wave, which corresponds to branching phenomena.

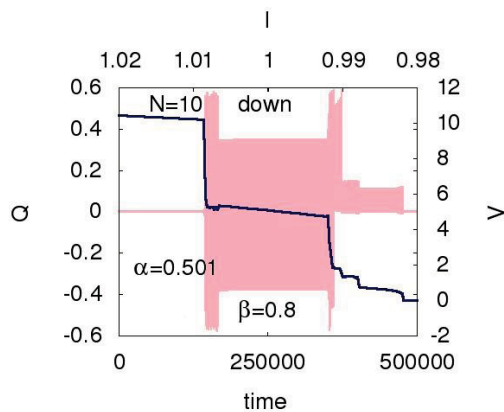


Fig. 2. The I-V characteristics and the charge-time diagram for the system in case of decreasing current

The oscillation of the Josephson plasma for the decrease of current near its critical value doesn't have any fixed amplitude or wavelength, which suggests the chaotic behavior of the system.

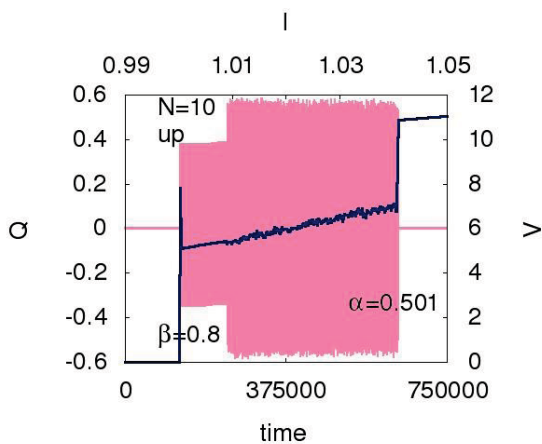


Fig. 3. The I-V characteristics and the charge-time diagram for the system in case of increase of current

Proof of the chaotic behavior

To prove the hypotheses we study the Lyapunov exponent for investigated system. We calculate the Lyapunov exponent for current-voltage dependence in the system (**Figure 5**). It shows positive values for zone from McCumber hysteresis to the second hysteresis.

For systems with greater values of coupling and dissipation parameter the Lyapunov exponent has negative values in the interest zone.

Conclusions

During our research we found the values of coupling and dissipation parameters corresponding to transition from low-dissipation to high dissipation behavior. The system with corresponding coupling and dissipation parameters allows branching in McCumber zone and existence of the second hysteresis zone. The Josephson plasma generated into the system has chaotic behavior. This fact implies the instability of the collective state in this system.

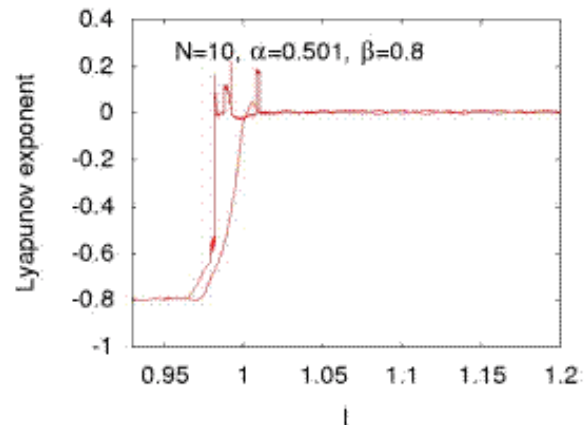


Fig. 5. Dependence of the Lyapunov exponent on the current for the system in transitory state

Acknowledgements

This work is partially supported by the Romanian Ministry of National Education by the contract PN 16 47 0101 with UEFISCDI and project 2016 / 25.of JINR-Romania collaboration.

References

1. A. Zubarev, M. Cuzminschi, Yu. M. Shukrinov, "Influence of Dissipation and Coupling on Collective Behavior in Systems of Josephson Junctions", in publishing
2. Shukrinov, Yu M., et al. // *Physics Letters A* 376.47 (2012).
3. Shukrinov, Yu M., and M. Hamdipour. // *JETP letters* 95.6 (2012).

Inverse proximity effect in semiconducting nanowires

A.A. Kopasov^{1,*}, A.S. Mel'nikov¹

¹ Institute for Physics of Microstructures of the RAS, GSP-105, Nizhni Novgorod, 603950, Russia.

*kopasov@ipmras.ru

We study the superconducting proximity effect in semiconducting nanowires with the strong Zeeman splitting or with the Rashba spin-orbit coupling fully covered by a thin superconducting shell. We calculate the superconducting critical temperature of the shell by solving the Gor'kov equations for the Green's functions and the self-consistency equation for the pair potential.

Introduction

Quasi-1D semiconducting nanowires with strong spin-orbit interaction, large Lande g factor and proximity induced superconductivity are promising experimental systems for realizing the exotic quasiparticle states known as the Majorana fermions [1], which are the quasiparticle states that have been proposed to be the building blocks of topological quantum computers [2]. Existing microscopic theory of the proximity effect between semiconducting nanowire and a BCS-type superconductor allows to calculate the gap in the energy spectrum of the wire induced by the massive superconductor [3] and, thus, justifies the phenomenological model used in the Refs[1,3]. On the other hand, existing experimental devices include InAs nanowires grown by molecular beam epitaxy with epitaxial aluminum (Al) shell [4]. In such devices the thickness of the superconducting layer $d_s \leq \xi_s$, where ξ_s is the superconducting coherence length, and the analysis of the inverse proximity effect is needed for the explanation of the experimental data as well as for the successful realization of zero-energy edge states.

In the present work we consider the cases of the nanowire with the Zeeman splitting and with the Rashba spin-orbit interaction separately. We calculate the critical temperature of the superconducting shell as a function of the chemical potential of the wire, the value of Zeeman splitting V_y or the energy of the spin-orbit interaction $E_{SO} = m_w \alpha^2 / 2$, where α is the Rashba parameter, m_w is the electron effective mass in the nanowire. We note that we have simplified the problem by neglecting the orbital effects.

Model equations

The Hamiltonian of the system reads:

$$\hat{H} = \hat{H}_s + \hat{H}_w + \hat{H}_t. \quad (1)$$

Here \hat{H}_w is the Hamiltonian of the nanowire:

$$\hat{H}_w = S_w \int dy \hat{a}^\dagger(\mathbf{y}) [\varepsilon_w + \alpha p_y \hat{\sigma}_x + V_y \hat{\sigma}_y] \hat{a}(\mathbf{y}), \quad (2)$$

where $\hat{a} = (a_\uparrow, a_\downarrow)^T$, S_w is the cross section area of the wire, $\varepsilon_w = -(\partial^2 / \partial y^2) / 2m_w - \mu + E_c$, m_w is the electron effective mass in the nanowire, μ is the chemical potential, E_c is the conduction band edge, $\mathbf{y} = (y, \tau)$, y is the coordinate along the wire, τ is the imaginary time. The superconducting shell is described by the BCS mean-field Hamiltonian:

$$\hat{H}_s = \int d^3 \mathbf{R} [\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{X}) \varepsilon_s \hat{\Psi}(\mathbf{X}) + \Delta(\mathbf{R}) \Psi_\uparrow^\dagger(\mathbf{X}) \Psi_\downarrow^\dagger(\mathbf{X}) + h.c.], \quad (3)$$

where $\hat{\Psi} = (\Psi_\uparrow, \Psi_\downarrow)$, $\varepsilon_s = -(\partial^2 / \partial \mathbf{R}^2) / 2m_s - \mu$, m_s is the electron effective mass in the superconductor, $\Delta(\mathbf{R})$ is the superconducting gap function, $\mathbf{X} = (\mathbf{R}, \tau)$, \mathbf{R} is the coordinate of the superconductor. The proximity effect between the nanowire and the superconducting shell is described by the tunneling Hamiltonian:

$$\hat{H}_t = S_w \int dy \int d\varphi [\hat{\Psi}^\dagger(R_w, \varphi, \mathbf{y}) T(\varphi, y) \hat{a}(\mathbf{y}) + h.c.], \quad (4)$$

where R_w is the radius of the nanowire. In the present work we consider the incoherent tunneling model, which takes account for the violation of the momentum conservation due to the presence of the disorder at the interface. We assume that the ensemble average of the tunneling matrix elements has the form:

$$\overline{T(\varphi, Y) T(\varphi', Y')} = t^2 l_c \delta(Y - Y') \delta(\varphi - \varphi'), \quad (5)$$

where l_c is the correlation length. On the basis of the model assumptions one has the following equations for the Matsubara Green's functions in frequency-momentum representation:

$$(-i\omega \tilde{\tau}_z + \varepsilon_w + \alpha p_y \hat{\sigma}_x + V_y \hat{\sigma}_y \tilde{\tau}_z) \tilde{G}_w - \Gamma_s \tilde{g}_s \tilde{G}_w = \tilde{I},$$

$$(-i\omega \tilde{\tau}_z + \varepsilon_s) \tilde{G}_s + i \hat{\sigma}_y \tilde{\Delta} \tilde{G}_s \tilde{\tau}_z - \Gamma_w \tilde{g}_w \tilde{G}_s = \tilde{I}. \quad (6)$$

Here $\omega = 2\pi T(n+1/2)$ is the Matsubara frequency, $\Gamma_s = \pi t^2 l_c S_w m_s / d_s$, $\Gamma_w = \pi t^2 l_c R_w / 2d_s$ are the tunneling rates and $\tilde{\Delta} = (\text{Re} \Delta \tilde{\tau}_x - \text{Im} \Delta \tilde{\tau}_y)$. The ensemble-averaged self-energy parts have the form:

$$\tilde{g}_s = \pi^{-1} \int d\varepsilon_s \tilde{G}_s(i\omega, \varepsilon_s), \quad \tilde{g}_w = \pi^{-1} \int dp_y \tilde{G}_w(i\omega, p_y). \quad (7)$$

The superconducting critical temperature can be calculated from the equation:

$$\Delta^* = (\lambda \pi T / 2) \sum T r [\hat{f}_s^\dagger(i\hat{\sigma}_y)], \quad (8)$$

where λ is the dimensional BCS pairing constant and the summation is performed over the Matsubara frequencies.

Results

In the absence of spin-orbit interaction the solutions of the Eqs.(6) can be sought in the form:

$$\begin{aligned} \hat{G}_w &= G_{w-}(1 - \hat{\sigma}_y) / 2 + G_{w+}(1 + \hat{\sigma}_y) / 2, \\ \hat{F}_w &= [F_{w-}(1 - \hat{\sigma}_y) / 2 + F_{w+}(1 + \hat{\sigma}_y) / 2](i\hat{\sigma}_y). \end{aligned} \quad (9)$$

We get the following equations for the correlation functions in the nanowire:

$$\begin{aligned} (-i\tilde{\omega}_- + \varepsilon_{w-})G_{w-} - \Gamma_s f_{s-} F_{w-}^\dagger &= 1, \\ (i\tilde{\omega}_+ + \varepsilon_{w+})F_{w-}^\dagger - \Gamma_s f_{s-}^\dagger G_{w-} &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Here $\tilde{\omega}_\pm = \omega + \Gamma_s \text{Im}(g_{s\pm})$, $\varepsilon_{w\pm} = p_y^2 / 2m_w - \mu + E_c \mp V_y - \Gamma_s \text{Re}(g_{s\pm})$. The equations for G_{w+} and F_{w+}^\dagger are identical with the subscripts of the Green's functions interchanged and with the replacement $V_y \rightarrow -V_y$. The equations for the Green's functions in the superconductor have the form:

$$\begin{aligned} (-i\tilde{\omega}_- + \varepsilon_{s-})G_{s-} - (i\Delta + \Gamma_w f_{w-})F_{s-}^\dagger &= 1, \\ (i\tilde{\omega}_+ + \varepsilon_{s+})F_{s-}^\dagger - (i\Delta^* + \Gamma_w f_{w-}^\dagger)G_{s-} &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

where $\tilde{\omega}_\pm = \omega + \Gamma_w \text{Im}(g_{w\pm})$, $\varepsilon_{s\pm} = \varepsilon_s - \mu - \Gamma_s \text{Re}(g_{s\pm})$.

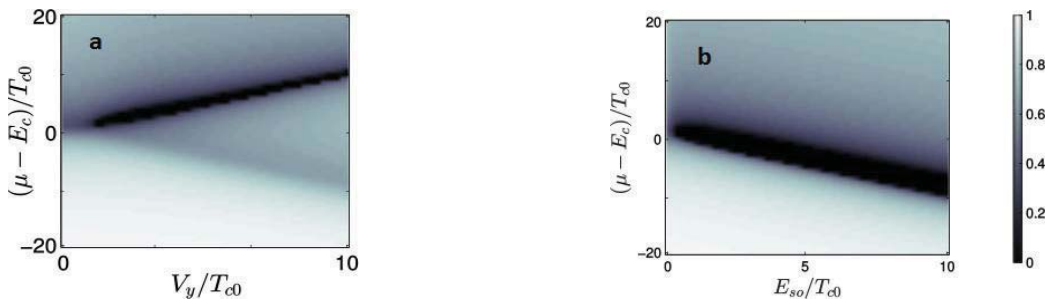


Fig. 1. Critical T of the superconducting transition as a function of the chemical potential $(\mu - E_c) / T_{c0}$, Zeeman field V_y / T_{c0} or the energy of spin-orbit coupling. Here $\Gamma_s = \pi t^2 l_c S_w m_s / d_s$, $\Gamma_w = \pi t^2 l_c R_w (m_w / 2T_{c0})^{1/2} / d_s$, $\Gamma_s / T_{c0} = 0.6$, $\Gamma_w / T_{c0} = 2$ (a) $\alpha = 0$; (b) $V_y = 0$

The equations for G_{s+} and F_{s+}^\dagger are identical with the subscripts of the Green's functions interchanged and with the replacement $\Delta \rightarrow -\Delta$. As a result, we get the following equation for the critical temperature:

$$\lambda^{-1} = 2\pi T \text{Re} \sum_{\omega > 0} (1 + \Gamma_s / \omega') / (\omega + \Gamma_w Q + \omega \Gamma_s / \omega'),$$

$$Q = (m_w / 2)^{1/2} \{ [\mu - E_c - V_y - i(\omega + \Gamma_s)]^{-1/2} + [\mu - E_c + V_y + i(\omega + \Gamma_s)]^{-1/2} \}. \quad (12)$$

Here $\omega' = \omega - iV_y$. The results of our calculations are shown in Fig. 1a. Below we present the resulting equation for the critical temperature in the case $V_y = 0$ and $\alpha \neq 0$:

$$\lambda^{-1} = \pi T \sum_{\omega > 0} \{ 1 / [\omega + \Gamma_w \text{Re} \chi + \Gamma_s \Gamma_w O^{-1}(\alpha)] + [\alpha \rightarrow -\alpha] \},$$

$$\begin{aligned} \chi &= (2m_w)^{1/2} [\mu - E_c + E_{SO} + i(\omega + \Gamma_s)]^{-1/2}, \\ O(\pm\alpha) &= -\mu + E_c + \{ E_{SO}^{1/2} \pm [\mu - E_c + E_{SO} + i(\omega + \Gamma_s)]^{1/2} \}^2. \end{aligned} \quad (13)$$

The results of the calculations are shown in Fig. 1b.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (AAK) and by the Russian Science Foundation under Grant No. 15-12-10020 (ASM).

References

1. R. M. Lutchyn, J. D. Sau, and S. Das Sarma // Physical Review Letters, 105, 077001 (2010).
2. A. Y. Kitaev // Annals of Physics (N.Y.), 303, 2 (2003).
3. T. D. Stanescu, R. M. Lutchyn, and S. Das Sarma // Physical Review B, 84, 144522 (2011).
4. S. M. Albrecht, A. P. Higginbotham, M. Madsen et. al. // Nature, 531, 206-209 (2016).

Quantum efficiency of microwave photon detection in Josephson junctions and non-equilibrium gap modification by microwaves

V.M. Krasnov

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

vladimir.krasnov@fysik.su.se

We study experimentally photon-assisted tunneling in Nb/AlOx/Nb Josephson junctions. We perform a quantitative calibration of the microwave field inside the junction. This allows direct verification of the quantum efficiency of microwave photon detection, which corresponds to tunneling of one electron per one absorbed microwave photon. We observe that voltages of photon-assisted tunneling steps vary both with the microwave power and the tunneling current. However, this variation is not monotonous but staircase-like. The phenomenon is caused by mutual locking of positive and negative step series. As a result, the superconducting gap assumes quantized values equal to multiples of the quarter of the photon energy. The quantization is a manifestation of nonequilibrium tuning (suppression or enhancement) of superconductivity by the microwave field.

Introduction

Superconducting Josephson junctions are used as sensitive detectors of microwave (MW) and terahertz signals. Application of MW radiation leads to the appearance of Shapiro and photon-assisted tunneling (PAT) steps in the current-voltage characteristics of a junction. Shapiro and PAT steps originate from Cooper pair and quasiparticle currents, respectively. A response of junctions to weak MW signals is well understood. However, such a textbook description works only for weak MW signals that do not affect superconducting properties of junction electrodes. Strong electromagnetic fields may disturb a thermal equilibrium state. This may either suppress or enhance superconducting properties, such as the superconducting gap and the critical current.

Results

Here we present experimental study of photon-assisted tunneling in Nb/AlOx/Nb Josephson junctions. Figure 1(a) shows current-voltage (I - V) characteristics of a junction at zero magnetic field for several values of the MW power P_{MW} at $f=76.6$ GHz. With increasing P_{MW} , PAT steps at $eV = \pm 2\Delta \pm nhf$ and Shapiro steps at $eV = \pm nhf/2$ appear. Step amplitudes oscillate with P_{MW} . The supercurrent can be suppressed by applying a magnetic field parallel to the junction plane, corresponding to an integer number of flux quanta Φ_0 in the junction. In this case, only PAT steps are present. Figure 1(b) represent color maps of dI/dV as a function of bias voltage and MW power for the same junction. PAT steps

are represented by dark (almost) vertical stripes, corresponding to maxima in dI/dV . The step amplitude oscillates approximately periodically with increasing P_{MW} . Note that at a certain power steps from positive and negative series overlap. This point corresponds to the classical rectification condition $eV_{MW} = 2\Delta$, where V_{MW} is the MW voltage amplitude *inside* the junctions. This yields a quantitative calibration of the microwave field inside the junction. Using such an absolute calibration we could directly verify the quantum efficiency of microwave photon detection, corresponding to tunneling of one electron per one absorbed microwave photon. In Fig. 1 (a) such the quantum limited PAT amplitude I_1 is marked by the arrow. It is very close to the amplitude of the corresponding single photon absorption step at $eV = 2\Delta - hf$. We argue that the observed (unexpected) linear periodicity of PAT steps on P_{MW} , see Fig. 1 (b), is another indication of quantum-limited MW photon detection [1]. In what follows we normalize P_{MW} on this value, i.e., $P_{MW} = 1$ at the overlap point.

From Fig. 1 (b) we observe that voltages of photon-assisted tunneling steps vary with the microwave power, i.e. the steps are not absolutely vertical, but slightly inclined. This indicates variation of the gap value with P_{MW} . The corresponding dependencies of gap values on P_{MW} for several PAT steps are shown in Fig. 2. It is seen that this variation is not monotonous but staircase-like. The phenomenon is caused by mutual locking of positive and negative step series. As a result, the superconducting gap assumes quantized values equal to multiples of the quarter of the photon energy. The quantization is a manifestation of nonequilibrium tuning

(suppression or enhancement) of superconductivity by the microwave field.

More details can be found in Ref. [1].

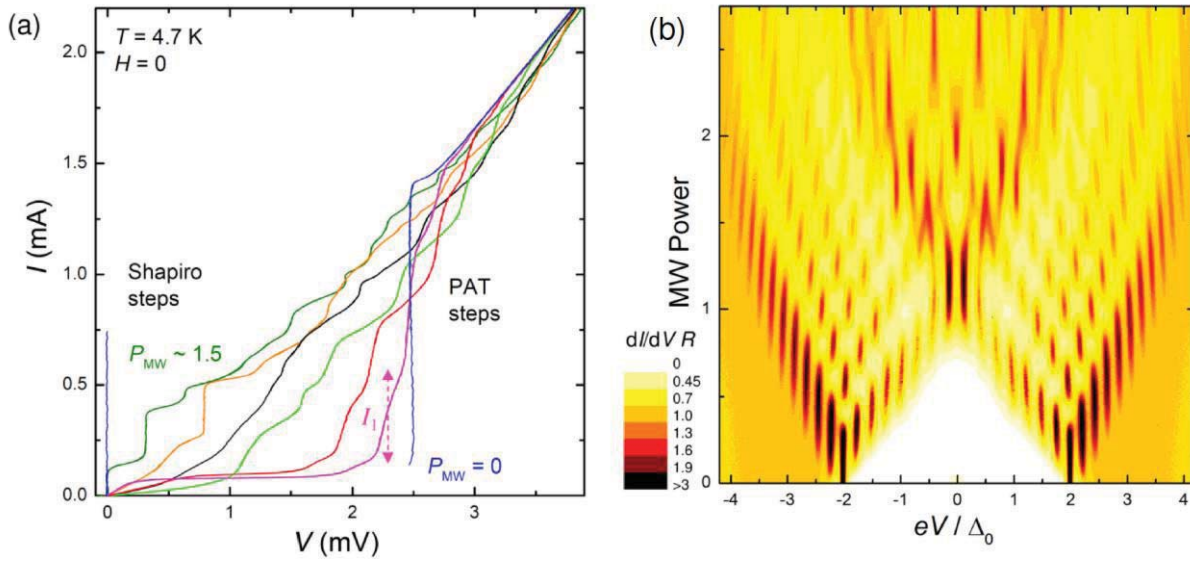


Fig. 1. (a) Current-voltage characteristics at $H = 0$ and $T = 4.7$ K for different normalized microwave powers $P_{MW} = 0, 0.15, 0.275, 0.463, 0.825, 1.25$ and 1.5 at $f = 76.6$ GHz. (b) Color maps of measured differential conductances as a function of junction bias and MW power at $T = 5.3$ K for $\Phi = 2\Phi_0$. Photon assisted tunneling steps are seen as dark stripes, corresponding to maxima of dI/dV . Note that positive and negative step series overlap at the classical rectification condition $eV_{MW}/2\Delta \approx 1$. Therefore, the overlap point can be used for unambiguous determination of the absorbed MW power

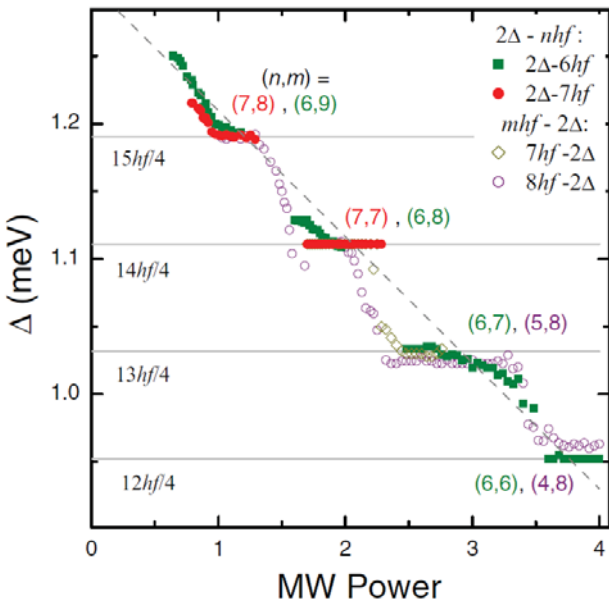


Fig. 2. The superconducting energy gap for several PAT steps at $T = 5.3$ K. Quantization of the gap to quarters of the photon energy is seen at $P_{MW} > 1$. The phenomenon is caused by non-equilibrium adjustment (suppression and enhancement) of the gap by intense microwave field

Acknowledgements

The work was supported by the Swedish Foundation for International Cooperation in Research and Higher Education Grant No. IG2013-5453 and the Swedish Research Council Grant No. 621-2014-4314.

References

1. A.A. Boris and V.M.Krasnov, Physical Review B 92, 174506 (2015).

Charge order-to-superfluid transition for 2D hard-core bosons and emergent nanoscopic topological structures

A.S. Moskvina^{1,*}, Yu.D. Panov^{1,§}, F.N. Rybakov^{1,2}, A.B. Borisov^{1,2}

¹ Ural Federal University, Ekaterinburg, 620083, Russia.

² Institute of Metal Physics UD RAS, 620990, Ekaterinburg, Russia.

*alexander.moskvina@urfu.ru, §yuri.panov@urfu.ru

Making use of a special algorithm for Compute Unified Device Architecture (CUDA) for NVIDIA graphics cards, a nonlinear conjugate-gradient method to minimize energy functional, and a Monte-Carlo technique, we do study a phase transition from a diagonal charge order to an off-diagonal superfluid order in 2D hard-core boson with lowering the temperature and its evolution with deviation away from half-filling. The technique allowed us to uncover novel features of the phase transitions, in particular, look upon the nucleation of odd domains and the emergence of different nanoscopic topological structures.

Phase transition between a correlation-induced insulating phase, with localized charge carriers, and an itinerant phase is a typical feature of strongly correlated systems such as high-temperature superconductors, manganites *etc.* The simplest example of such a transition from a (diagonal) charge order (CO) to a (off-diagonal) superfluid (SF) with an intervening supersolid (SS) phase is provided by the hard-core (*hc*) boson Hubbard model described by a Hamiltonian as follows:

$$\hat{H}_{hc} = -\sum_{i>j} t_{ij}(\hat{B}_i^\dagger \hat{B}_j + \hat{B}_j^\dagger \hat{B}_i) + \sum_{i>j} V_{ij} N_i N_j - \mu \sum_i N_i,$$

where B^+ (B) are the Pauli creation (annihilation) operators, μ the chemical potential, t_{ij} is an effective transfer integral, V_{ij} is an intersite interaction. The model is equivalent to a system of $s=1/2$ spins exposed to an external magnetic field in the z -direction and allows to study both spin-flop and spin-flip transitions for quantum magnets. At half-filling, one finds two phases: diagonal solid or charge order (CO) or off-diagonal Bose superfluid (SF) long range order at $V > 2t$ or $V < 2t$, respectively. However, with a deviation from half-filling numerous model studies steadily confirmed the emergence of a “supersolid” (SS), or CO+SF phases with simultaneous CO and SF order. The most recent interest to the system of hard-core bosons comes from the delightful results on Bose-Einstein condensed atomic systems produced by trapping bosonic neutral atoms in an optical lattice. However, we would like to remind and emphasize a close relation of the hard core boson model with the high- T_c cuprate physics both in normal and superconducting state (see, e.g., Refs. [1]). With the advent of the era of spin fluctuations and quantum oscillations, interest in this relation cooled down markedly and it was undeservingly forgotten.

Purely bosonic spinless, or so-called disproportionation scenario for doped cuprates seems to be an obvious oversimplification, however, it allows us to describe many characteristic features of the charge degree of freedom in normal and superconducting state of the high- T_c cuprates, including enigmatic pseudogap phase [1] which can be related with a CO phase typical for hard-core boson systems. The boson/hole doping of the *hc*-boson system away from half-filling was assumed [2] to be a driving force for nucleation of topological defects, or bubble domains with a Bose superfluid and extra bosons both confined in domain walls. Such a *topological CO+SF phase separation*, rather than a uniform mixed CO+SF supersolid SS-phase, was suggested to describe the evolution of the *hc* boson model away from half-filling. Magnetic analogy allows us to make unambiguous predictions regarding the doping of the *hc* boson system away from half-filling. Indeed, the boson (hole) doping of the checkerboard CO phase corresponds to the magnetization of an antiferromagnet in z -direction. In the uniform easy-axis l_z -phase of anisotropic antiferromagnet the local spin-flip energy cost is rather large. However, the magnetization of the anisotropic antiferromagnet in an easy axis direction may proceed as a first-order phase transition with a “topological phase separation” due to the existence of antiphase domains. The antiphase domain walls (DW) provide the natural nucleation centers for a spin-flop phase having enhanced transversal magnetic susceptibility as compared with small if any longitudinal susceptibility thus providing the gain in the field energy. Namely domain walls would specify the inhomogeneous magnetization pattern for such an

anisotropic easy axis antiferromagnet in relatively weak external magnetic field. At present, many questions regarding the origin, the detailed structure of the CO+SF phase separated state and its evolution with temperature and deviation away from half-filling remain to be answered.

Hereafter, we make use of a special algorithm for CUDA architecture for NVIDIA graphics cards, a non-linear conjugate-gradient method to minimize energy functional, and Monte-Carlo technique to directly observe the forming of the ground state configuration for the 2D *hc*-bosons with lowering the temperature and under deviation from half-filling. The technique allowed us to uncover novel features of the phase transitions, in particular, look upon the nucleation of odd domains and the emergence of topological structures. We start with the *hc*-bosons on a 256×256 square lattice at half-filling given “easy-axis” uniform Ising anisotropy $V > 2t$. Typically for small and moderate anisotropy, the annealing is finished by forming a system of domains with closed-loop domain walls which quickly collapse thus setting an uniform single-domain CO ground state with a hardly noticeable remnant inhomogeneity which somehow reflects the accuracy of the Monte-Carlo calculations. However, we found that these topological defects can be easily pinned on the local distortions of the potential energy. Furthermore, we would like to note that the reduction of the accuracy for the Monte-Carlo procedure can reproduce the effect of slight distortions of the potential which are typical for any real lattices. In other words, the real lattices can have natural pinning centers for topological defects.

For moderate anisotropy $V=3t$ the annealing can be accompanied by formation of a fragile unstable CO domain structure with a filamentary superfluidity (FLSF) nucleated inside the antiphase 180° domain walls (DW) [3]. In rare cases there occur stable stripe-like disconnected DWs. These 1D DWs can reveal unconventional multi-domain structure of the phase for the SF order parameter with a high density of $2 \square$ DWs separating the 1D phase domains with opposite chirality. For stronger anisotropy $V=9t$ the annealing results in formation of a well developed robust CO domain structure with a FLSF nucleated at the antiphase DWs [3]. Puzzlingly, the evolution of the stripe structure

may be completed by forming a stable skyrmion-like topological defect. It is worth noting that the stable skyrmions in the hard-core $s=1/2$ pseudospin system can be observed at variance with true Heisenberg spin system in an external magnetic field due to the constraint on the z-component of the net pseudospin (boson concentration constraint).

In summary, we directly observed formation of the ground state configuration for the 2D hard-core bosons with lowering the temperature and its transformation with deviation from half-filling. Computer simulation did allow us to uncover novel features of the CO-SS-SF phase transformation for 2D *hc*-bosons which cannot be anticipated by conventional mean-field, classical, or quantum Monte-Carlo technique, in particular, the nucleation of the odd domain structure with filamentary superfluidity deep inside the checkerboard CO phase. The DWs can reveal a topologically nontrivial superfluid phase order.

We believe that all the features uncovered are universal and should be taken into account when one address the phase transformations and phase separation in different (pseudo)spin systems, in particular, for doped cuprates. Furthermore, detection of stable filamentary superfluidstructures in nominally insulating CO matrix opens up new ways to design particular superconducting heterostructures intended to amplify the critical temperature

Supported by Act 211 Government of the Russian Federation, agreement № 02.A03.21.0006 and by the Ministry of Education and Science, projects 2277 and 5719.

References

1. A.S. Moskvina // *Low Temp. Phys.* 33, 234 (2007); *Phys. Rev. B* 84, 075116 (2011); *J. Phys.: Condens. Matter* 25, 085601 (2013); *J. Phys: Conf. Ser.* 592, 012076 (2015); *JETP*, 121, 477 (2015).
2. A.S. Moskvina // *Phys. Rev. B* 69, 214505 (2004).
3. A.S. Moskvina, Yu.D. Panov, F.N. Rybakov, A.B. Borisov // *J. Low Temp. Phys.* 185, 488 (2016); *J. Supercond. Nov. Magn.*, 30(1), 43 (2017).

Soliton states in a three-band superconductor with broken time-reversal symmetry

Y.S. Yerin

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

yerin@ipmras.ru

Based on the Ginzburg-Landau phenomenological approach, we investigate soliton states in a three-band superconductor with broken time-reversal symmetry (BTRS). In comparison with other similar theoretical studies we consider the creation and characteristics of these solitons induced by external magnetic field for mesoscopic doubly-connected geometry (thin-walled cylinder) of a three-band superconducting system, which corresponds to the real experimental situation. We demonstrate that due to the degeneration of energy minima of a BTRS three-band superconductor there are different types of solitons. Calculations of the Gibbs free energy of the system show that soliton states in a three-band superconductor with BTRS are thermodynamically metastable and cannot be the ground state for such geometry.

Introduction

Owing to the emergence of additional degrees of freedom of the order parameter, the nomenclature of topological objects in multiband superconductors is much richer than that in conventional single-band superconductors.

Ginzburg-Landau theory describing multi-band superconductivity in bulk samples admit topologically stable solutions that can be interpreted as vortices carrying fractional magnetic flux. In the presence of Josephson-type interband coupling, multi-band superconductors generate static solitons of the sine-Gordon type [1,2 and references therein].

However, solitons of the interband phase difference can exist by themselves in doubly-connected mesoscopic samples, when the formation of any magnetic vortices in the volume of the superconductor is prohibited energetically. Moreover, soliton states in this case can be induced by an externally applied magnetic field, which makes them a convenient object of investigation.

Model and basic equations

We consider a three-band superconductor in the form of a straight, thin-walled cylinder, whose symmetry axis is the z axis of cylindrical coordinates (r, φ, z) . The constant external magnetic field \mathbf{H} is applied along the symmetry axis: $\mathbf{H} = (0, 0, H)$.

We start from the Gibbs free-energy functional of the superconducting cylinder. Variation procedure of the Gibbs free energy gives the system

$$\begin{aligned} \frac{d^2\phi}{d\varphi^2} - R^2\gamma_{12} \left(\frac{|\psi_2|}{|\psi_1|} + \frac{|\psi_1|}{k_2|\psi_2|} \right) \sin\phi - \frac{R^2\gamma_{13}|\psi_3|}{|\psi_1|} \sin\theta + \\ \frac{R^2\gamma_{23}|\psi_3|}{k_2|\psi_2|} \sin(\theta - \phi) = 0, \\ \frac{d^2\theta}{d\varphi^2} - \frac{R^2\gamma_{12}|\psi_2|}{|\psi_1|} \sin\phi - R^2\gamma_{13} \left(\frac{|\psi_3|}{|\psi_1|} + \frac{|\psi_1|}{k_3|\psi_3|} \right) \sin\theta - \\ R^2\frac{\gamma_{23}|\psi_2|}{k_3|\psi_3|} \sin(\theta - \phi) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

where the order parameters are represented as $\psi_i = |\psi_i| e^{i\chi_i}$, new phase variables are introduced $\chi_1 - \chi_2 = \phi$, $\chi_1 - \chi_3 = \theta$, ratios of effective Cooper pair masses $k_2 = m_1 / m_2$, $k_3 = m_1 / m_3$ and γ_{ij} are coefficients of interband interactions.

Eqs. (1) should be supplemented by appropriate boundary conditions:

$$\begin{aligned} \phi(2\pi) - \phi(0) = 2\pi n_2, \quad \frac{d\phi}{d\varphi}(0) = \frac{d\phi}{d\varphi}(2\pi), \\ \theta(2\pi) - \theta(0) = 2\pi n_3, \quad \frac{d\theta}{d\varphi}(0) = \frac{d\theta}{d\varphi}(2\pi), \end{aligned} \quad (2)$$

where $n_2 = N_1 - N_2$ and $n_3 = N_1 - N_3$. Here double-connectedness of the cylinder is accounted for by the condition

$$\int \nabla \chi_i \cdot d\mathbf{l} = 2\pi N_i \quad (3)$$

where Γ is an arbitrary closed continuous contour that lies inside the wall of the cylinder and encircles the opening.

Analytical and numerical solutions

In general the system of Eqs. (1) has no analytical solutions and numerical simulation will be applied be-

low but at the beginning we consider analytically some limiting case $k_2 \ll 1$. We make further simplifications and consider one of “classical” situations of broken time-reversal symmetry (BTRS): $\gamma_{12} = 1$, $\gamma_{13} = 1$ and $\gamma_{23} = -1$ with coinciding order parameters moduli $|\psi_1| = |\psi_2| = |\psi_3| = |\psi|$.

We calculate the total energy of a three-band superconductor with phase solitons. In Fig. 1, we plot the Gibbs free energy of several different topological states (N_1, n_3) .

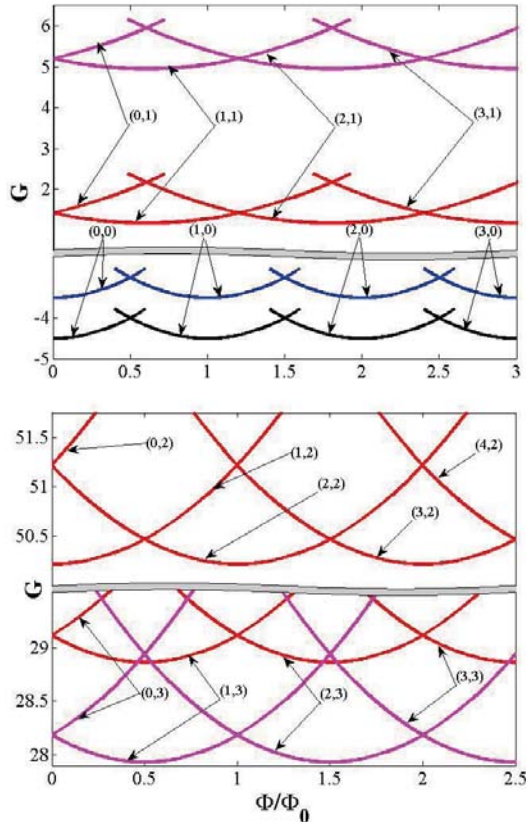


Fig. 1. (Color online) The Gibbs energy of a three-band superconductor. Black line corresponds ground state for the phase difference $\phi = \pm\pi/3$ and $\theta = \pm\pi/3$ (BTRS case); blue line corresponds non-BTRS case with $\phi = 0$ and $\theta = \pi$. Other figures illustrate energy of two types of soliton states with given set of winding numbers (N_1, n_3) . Here $k_3 = 0.5$.

Now we proceed to numerical solution of the system (1) with boundary conditions (2) for the same set of parameters as it was treated earlier for the limiting case. We consider the case of arbitrary ratios of effective masses k_2 and k_3 . Applying numerical simulation we obtain dependence of the soliton self-energy as the function of winding numbers n_2 and n_3 for both ground states of a BTRS three-band superconductor. Analysis demonstrates that the soliton self-energy is even function in respect to winding numbers. Also we note that the self-energy increases non-monotonically

with an increase in n_2 and n_3 . Moreover if $|n_2 - n_3| = 0 \pmod 2$ then for both soliton solutions their self-energy is coincided despite the presence of two different ground states. In Fig. 2, we plot the Gibbs free energy of different topological states (N_1, n_2, n_3) , where $|n_2| = 0, 1$. Minima of the Gibbs free energy of soliton states represent the soliton self-energy and occur when the self-induced flux compensates for the external flux.

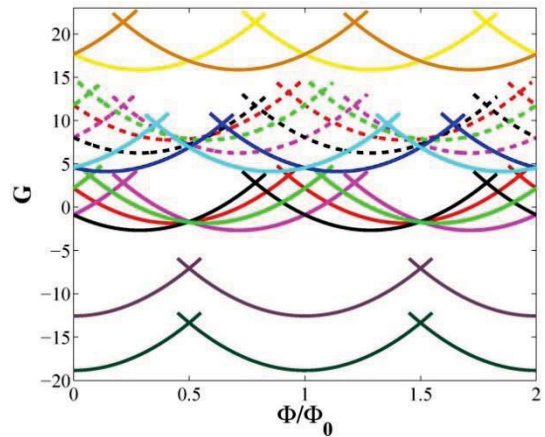


Fig. 2. (Color online) Gibbs free energy of BTRS ground state (dark green), non-BTRS state (dark purple) and different topological states (N_1, n_2, n_3) for typical ratios of the effective masses $k_2 = 4$, $k_3 = 2$. Here red (solid and dashed) lines denote topological state with $(N_1, 1, 0)$, magenta (solid and dashed) – $(N_1, 0, 1)$, blue – $(N_1, 1, 1)$, yellow – $(N_1, -1, 1)$, brown – $(N_1, 1, -1)$, cyan – $(N_1, -1, -1)$, black (solid and dashed) – $(N_1, 0, -1)$ and green (solid and dashed) – $(N_1, -1, 0)$.

To summarize we have found that three-band superconductors with BTRS demonstrate different types of soliton states. The soliton states in a three-band superconducting cylinder with BTRS considered here are thermodynamically metastable and cannot be the ground state of the system. The Gibbs free energy of a three-band superconductor increases non-monotonically with an increase of winding numbers $|n_2|$ and $|n_3|$ in comparison with a two-band superconductor [3]. For both type of solitons for the given even difference $|n_2 - n_3|$ the self-energy are coincided, while for the odd difference of winding numbers there is an energy gap which rapidly decreases with an increase of $|n_2|$ and $|n_3|$.

References

1. Shi-Zeng Lin, J. Phys.: Condens. Matter 26, 493202 (2014).
2. Y. Tanaka, Supercond. Sci. Technol. 28, 034002 (2015).
3. S. V. Kuplevakhsy, A. N. Omelyanchouk, Y. S. Yerin, Low Temp. Phys. 37, 667 (2011).

Influence of dissipation and coupling on collective behavior in systems of Josephson junctions

A. Zubarev^{1,2}, M. Cuzminschi^{1,*}, Yu.M. Shukrinov^{3,4,§}

¹ University of Bucharest, Bucharest, Romania .

² INFILPR, Magurele, Romania.

³ BLTP, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia.

⁴ Dubna State University, Dubna, Russia.

*marina.cuzminschi@gmail.com, §shukrinov@theor.jinr.ru

In our work we simulate the behavior of systems of Josephson junctions with different dissipation and coupling parameters, and number of junctions, focusing on the systems with large dissipation and strong coupling. We have observed the reduction in McCumber hysteresis with increase of dissipation and coupling parameters. In addition, is observed a second hysteresis zone on the IV-characteristic at some values of dissipation and coupling parameters, which is related to the creation of traveling longitudinal plasma wave. The second hysteresis zone increases in size with increase of coupling parameter. We associate this phenomena with generation of collective state in Josephson plasma.

Introduction

The behavior of Josephson nanostructures is determined by their coupling and dissipation parameters. Because of their complex structure they usually are studied numerically by approximation with an array of coupled harmonious oscillators. This approximation is implemented in CCJJ+DC model

$$dV_i/dt = I + I_1^n - \sin\varphi_i - \beta d\varphi_i/dt \quad (1)$$

$$d\varphi_i/dt = V_i - \alpha(V_{i+1} + V_{i-1} - 2V_i) \quad (2)$$

where V_i is the voltage between $(i+1)^{\text{th}}$ and i^{th} layers, φ_i is the phase difference between the superconducting layers, and α is dependent only on the material and represents coupling parameter between the junctions, and β is dissipation parameter, which can be controlled by temperature variations.

Results of simulations allow us to obtain the I-V characteristics of such structures. The detailed study of the c-axis charge traveling wave in a coupled system of Josephson junctions with small dissipation parameter is presented in Ref. [1]. In our work we focused on the study of systems with large dissipation parameter and strong coupling, where is observed the second hysteresis zone and longitudinal plasma wave generation.

I-V characteristics of JJ arrays

As an example of a system with strong coupling and large dissipation parameter we have chosen an array of

Josephson junctions with $N=10$ superconducting layers and dissipation of $\beta=0.8$ and coupling of $\alpha=1$. The I-V characteristic of the investigated system is compared with previously obtained results for low dissipation ($\beta=0.2$ and $\alpha=1$) system (**Figure 1**) and I-V characteristic for an array of non-coupled Josephson junctions (**Figure 2**). We observe the reduction in McCumber hysteresis zone in comparison with low dissipation and no coupling, and appearance of the second hysteresis zone. The origins of these phenomena were studied in detail in the next part of our work.

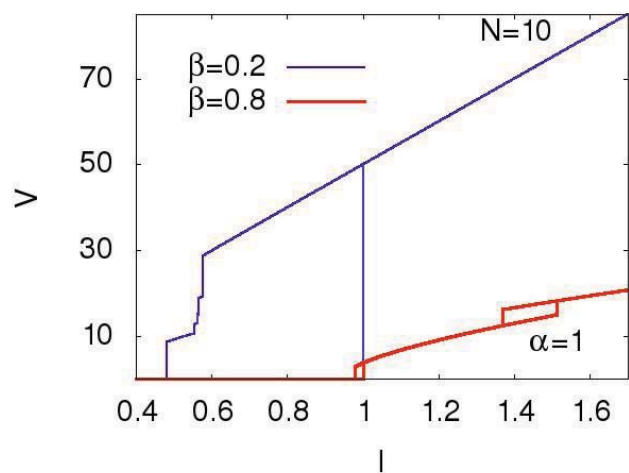


Fig. 1. The comparison of I-V characteristics of the systems of Josephson Junctions with low (blue) and high (red) dissipation parameters

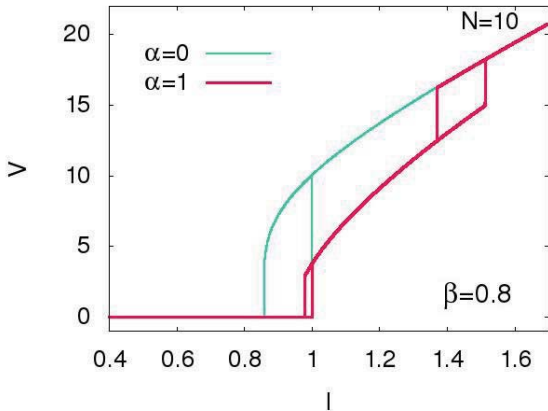


Fig. 2. The comparison of I-V characteristics of the arrays of coupled (green) and uncoupled (deep pink) Josephson junctions

Study of longitudinal plasma wave

For the detailed study of the system are investigated time-dependences of charge on the layers. Was observed manifestation of the longitudinal plasma wave in the region between the McCumber hysteresis zone and the second hysteresis. We have obtained the wave characteristics for increase (**Figure 3**) and decrease (**Figure 4**) of the current in the system. The region where appears longitudinal plasma wave is a “collective state region”, and the region where is no plasma wave is “local state region”. Manifestation of plasma wave has a strong correlation with coupling parameter; therefore we can speak of the collective behavior of the junctions.

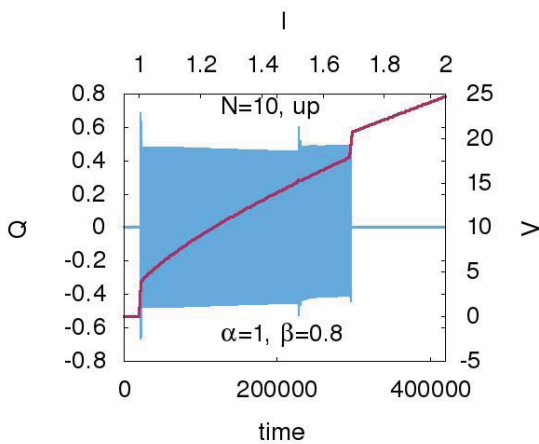


Fig. 3. The I-V characteristics and the charge-time diagram for the system in case of increasing current

In case of the increasing current in the system is generated travelling plasma wave with $5d$ wavelength (where d is the period of the system). It has a chaotic behavior when it is created, and toward the second hys-

teresis zone the oscillations become more harmonious and disappear at the end of the second hysteresis.

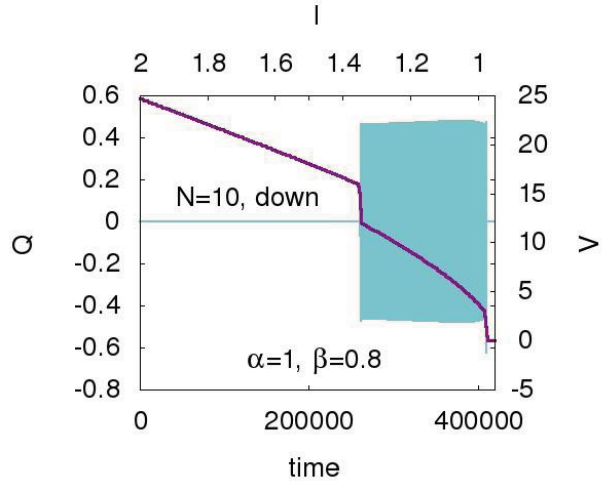


Fig. 4. The I-V characteristics and the charge-time diagram for the system in case of decreasing current

In case of decreasing current the plasma wave has more regular form and $2d$ wavelength. Also appears a chaotic behavior at the creation region and more harmonious at the annihilation one. Taking into account the behavior of the oscillations, we propose the soliton-like behavior for the model. We associate the plasma wave generation with the collective behavior of the JJs array for the selected currents region.

Conclusions

New features of arrays of Josephson junctions that were observed during this work, will be studied in detail during subsequent research. Second hysteresis zone is a new state of Josephson junctions and can be used for non-boolean logic circuits design, and non-inertial low-temperature sensors.

Acknowledgements

This work was partially supported by the Romanian Ministry of National Education by the contract PN 16 47 0101 with UEFISCDI and project 2016 / 25.of JINR-Romania collaboration.

References

1. Y. M. Shukrinov, M. Hamdipour// JEPT letters, V. 95, 307-313 (2012).

Щель нового типа в спектре многозонных сверхпроводников

П.И. Арсеев^{1,2}, С.О. Лойко¹, Н.К. Федоров^{1,*}

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

² НИУ ВШЭ, г. Москва, ул. Мясницкая, д. 20, 101000.

*fedorov@ipi.ru

Показано, что в отличие от стандартной однозонной модели БКШ, в многозонных сверхпроводниках возможно существование щели нового типа («композиционной щели»). Она открывается на некотором расстоянии от поверхности Ферми в том случае, когда зона проводимости образована гибридизацией атомных орбиталей разной симметрии. Наличием этой щели можно объяснить медленный, по сравнению со стандартной моделью БКШ, рост спектрального веса оптической проводимости многозонных сверхпроводников.

Введение

При рассмотрении многозонных сверхпроводников (например, YBCO, MgB₂, сверхпроводников на основе железа FeAs, FeSe и т. д.) основное внимание обычно уделяется учету внутри и межзонного взаимодействия [1 – 3]. В данном случае нас интересуют эффекты, связанные с одночастичной гибридизацией атомных орбиталей, образующих затравочные зоны разной симметрии. Межзонное взаимодействие при этом не учитывается.

Щели в спектре

Рассмотрим двухзонную модель сверхпроводника, описываемую гамильтонианом вида:

$$\begin{aligned}
 H = & \sum \xi_a(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k},\alpha}^+ a_{\mathbf{k},\alpha} + \sum \xi_c(\mathbf{k}) c_{\mathbf{k},\alpha}^+ c_{\mathbf{k},\alpha} \\
 & + \sum (W(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k},\alpha}^+ c_{\mathbf{k},\alpha} + h.c.) \\
 & - \sum (\Delta_a a_{-\mathbf{k}\downarrow}^+ a_{\mathbf{k}\uparrow}^+ + h.c.) - \sum (\Delta_c c_{-\mathbf{k}\downarrow}^+ c_{\mathbf{k}\uparrow}^+ + h.c.).
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $a_{\mathbf{k},\alpha}^+$ и $c_{\mathbf{k},\alpha}^+$ — операторы рождения электронов в зонах «a» и «c», образованных атомными орбиталями разной симметрии. $\xi_a(\mathbf{k})$ и $\xi_c(\mathbf{k})$ — электронные спектры, матричный элемент одночастичной гибридизации $W(\mathbf{k})$. Предполагается, что зоны имеют существенно разную ширину, центр узкой зоны «c» сдвинут относительно химического потенциала, расположенного в центре широкой зоны «a». Последние два члена в гамильтониане описывают межэлектронное взаимодействие в затравочных зонах, записанное в среднеполевом приближении. Аномальные средние Δ не зависят от \mathbf{k} и определяются уравнениями согласования. Конкретизация механизма спаривания в

данном случае не существенна. Для наглядности рассмотрим двумерную модель, наиболее подходящую при описании многозонных ВТСП [4].

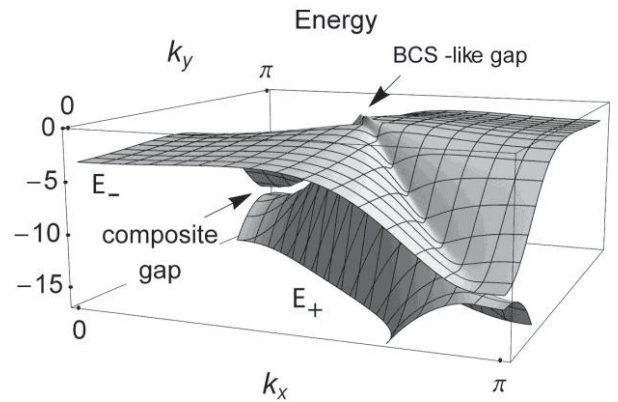


Рис. 1. $E_-(\mathbf{k})$ и $E_+(\mathbf{k})$ ветви спектра возбуждений СП (ниже уровня Ферми)

На Рисунке 1 показаны ветви спектра возбуждений ниже E_F . Обычная для теории БКШ щель («BCS — like gap») открывается на поверхности Ферми. Кроме нее возникает еще одна щель («composite gap»). Композитная щель существует на линии, на которой выполняется условие $\xi_a(\mathbf{k}) + \xi_c(\mathbf{k}) = 0$. Ее величина пропорциональна:

$$\Delta_{CG} \propto |W(\mathbf{k})| |\Delta_c - \Delta_a| / \sqrt{W^2(\mathbf{k}) + \xi_c^2(\mathbf{k})} \tag{2}$$

Эта щель возникает благодаря совместному влиянию сверхпроводимости и одночастичной гибридизации. Она обращается в ноль при условии $W(\mathbf{k}) = 0$ или в симметричном случае $\Delta_c = \Delta_a$. На качественном уровне образование композиционной щели связано с отражением относительно E_F одной из квазичастичных ветвей спектра после сверх-

проводящего перехода и расталкиванием уровней гибридизацией в образовавшемся новом месте пересечения ветвей спектра. Таким образом, гибридизация и сверхпроводимость вносят одинаковый вклад в образование «композитной» щели.

Примечательно, что наличие этой щели в электронном спектре не приводит к образованию щели в плотности электронных состояний.

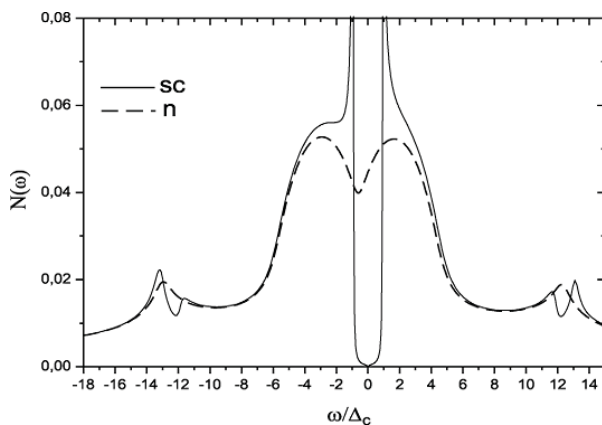


Рис. 2. Плотность электронных состояний в нормальном и сверхпроводящем состоянии

Однако, в соответствии с выбранными параметрами модели, ее влияние на плотность электронных состояний заметно при $\omega/\Delta > 10$ (см. Рисунок 2), т. е. достаточно далеко от области $\omega \approx \Delta$.

Выводы

Таким образом, в многозонных сверхпроводниках существует простой механизм образования в спектре электронных возбуждений щели нового, «ком-

позитного» типа. Величина щели пропорциональна как матричному элементу гибридизации $W(\mathbf{k})$, так и аномальным средним Δ исходных зон одновременно. Относительное влияние «композитной щели» на плотность электронных состояний и, например, связанный с ней вклад в проводимость порядка $\Delta/W(\mathbf{k})$ [5]. Вклад обычной СП щели падает как $(\Delta/E)^2$, т. е. быстро становится пренебрежимо малым. Наличие подобной щели вполне возможно в ВТСП-соединениях на основе железа. Влиянием этой щели можно объяснить [5] медленный, по сравнению со стандартной моделью БКШ, рост спектрального веса оптической проводимости некоторых многозонных ВТСП, как функции верхнего предела интегрирования по частоте [6,7].

Литература

1. М.В. Садовский // УФН, т. 178, 1243 (2008).
2. P. J. Hirschfeld // Comptes Rendus Physique, V. 17, 197 (2016).
3. R.M. Fernandes and A.V. Chubukov // arXiv: 1607.00865 (2016).
4. М.В. Садовский // УФН, т. 186, 1035 (2016).
5. P.I. Arseev, S.O. Loiko, N.K. Fedorov // JETP Lett., V. 100, 512 (2014).
6. A.V. Boris, N.N. Kovaleva, O.V. Dolgov et al. // Science, V. 304, 708 (2004).
7. A. Charnukha // J. Phys.: Condens. Matter, V. 26, 253203, (2014).

Квантовые осцилляции модуля параметра порядка в квазиодномерных сверхпроводниках

К.Ю. Арутюнов^{1,2,*}, J.S. Lehtinen³

¹ Национальный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики, Московский институт электроники и математики, ул. Мясницкая 20, Москва, 101000, Россия.

² Институт физических проблем РАН, ул. Косыгина, д. 2, Москва, 119334, Россия.

³ VTT Technical Research Centre of Finland Ltd., Centre for Metrology MIKES, P.O. Box 1000, FI-02044 VTT, Finland

*karutyunov@hse.ru

Экспериментально исследовались вольт-амперные характеристики туннельных контактов сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (С1-И-С2), где сверхпроводящий электрод С2 представлял из себя тонкий нанопровод. Обнаруженное размытие щелевых особенностей интерпретируется как проявление эффекта квантовых флуктуаций модуля параметра порядка. Практическим результатом работы является установление границ применимости в наноэлектронных устройствах сверхпроводящих элементов сверхмалых размеров.

Введение

В последнее время проявился интерес к изучению квазиодномерной сверхпроводимости [1]. Спецификой таких систем является яркое проявление флуктуационных эффектов, которые влияют как на транспортные [2], так и —термодинамические свойства [3]. При рассмотрении флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка $\Delta = |\Delta|e^{i\phi}$, являющегося комплексной величиной, необходимо различать флуктуации фазы ϕ и модуля $|\Delta|$. Первый эффект, проскальзывание фазы, активно изучается в настоящее время. Однако дуальный эффект, флуктуации модуля параметра порядка, является малоизученной областью. Целью работы является исследование этого интригующего явления.

Методика эксперимента

Наноструктуры изготавливались методом взрывной электроннолучевой литографии и направленного вакуумного напыления. Было изготовлено несколько многотерминальных туннельных С1-И-С2 структур, где сверхпроводящий контакт С1 – «массивный» алюминий, изолятор И – тонкий слой оксида алюминия, а электроды С2 представляли из себя тонкие титановые нанопровода (Рисунок 1). Предварительные исследования показали, что в титановых каналах при сечениях менее 40 нм форма сверхпроводящего перехода $R(T)$ сильно уширена за счет вклада квантовых флуктуаций фазы параметра порядка — квантовых проскальзываний

фазы [4]. Структуры, изученные в настоящей работе, были изготовлены таким образом, чтоб эффективный диаметр (корень из сечения) тонких нанопроводов С2 находился именно в той области, где квантовые флуктуации должны отчетливо проявляться. Все измерения проводились при сверхнизких температурах <100 мК, много меньших критических температур как алюминия ($T_c \sim 1,4$ К), так и титана ($T_c \sim 0,4$ К). Рабочей гипотезой было предположение, что за счет флуктуаций модуля параметра порядка, вольт-амперные характеристики (ВАХ) будут размываться в области щелевых смещений $eV = |\Delta_1| + |\Delta_2|$ на величину, пропорциональную амплитуде флуктуаций параметра порядка в титановом нанопроводе.

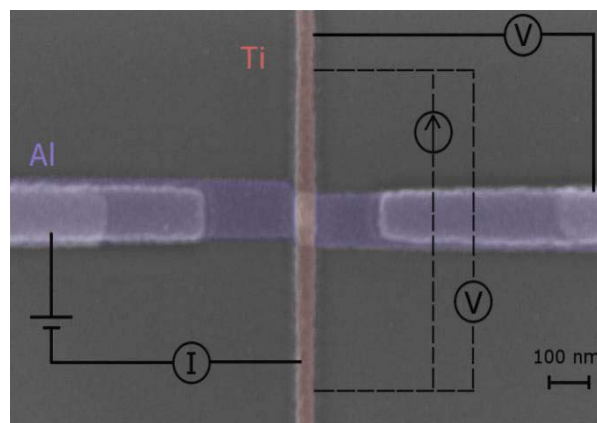


Рис. 1. Электронная микрофотография структуры и схема измерений

Результаты и обсуждение

ВАХ С1-И-С2 структур с эффективным диаметром титанового электрода С2 более 40 нм продемонстрировали типичные зависимости для массивных сверхпроводников: резкая щелевая особенность при смещениях $eV = |\Delta_1| + |\Delta_2|$ [5]. С уменьшением диаметра титанового контакта С2 форма ВАХ качественно меняется. Фрагменты двух ВАХ с использованием приведены на Рисунке 2. Прослеживаются два эффекта: чем меньше диаметр нанопровода С2, тем (1) меньше сверхпроводящая щель титана Δ_2 , и (2) тем больше размытие щелевой особенности. Причина первого явления не вполне понятна, хотя, сам по себе, эффект зависимости критической температуры от характерного масштаба низкоразмерного сверхпроводника известен давно [6]. Что касается размытия щелевой особенности ВАХ, то мы его интерпретируем как проявление эффекта квантовых флуктуаций модуля параметра порядка. Использование «классического» выражения для формы ВАХ туннельного С1-И-С2 контакта, например [5], с гауссовым размытием щели для одного из сверхпроводников дает качественно удовлетворительное согласие с экспериментом, хотя количественное согласие оставляет желать лучшего. По всей видимости, модель явления должна учитывать влияние квантовых флуктуаций не только на фазу и модуль параметра порядка, но также — на плотность состояния сверхпроводника. Хочется верить, что наши эксперименты послужат стимулом для дальнейших исследований, в том числе — теоретических.

Благодарности

В работе использованы материалы проекта № 16-05-0029 «Макроскопические квантовые явления при низких температурах» в рамках Программы «Научный фонд Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»

(НИУ ВШЭ и с использованием средств субсидии на государственную поддержку ведущих университетов Российской Федерации в целях повышения их конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров, выделенной НИУ ВШЭ.

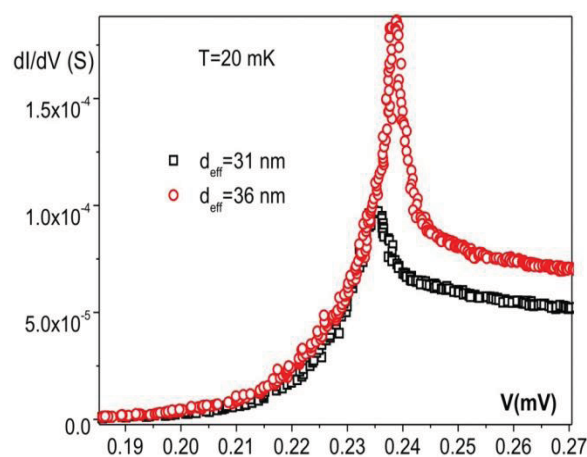


Рис. 2. ВАХ двух С1-И-С2 структур, где сверхпроводящий контакт С1 – «массивный» алюминий, И – оксид алюминия, электроды С2 – тонкие титановые нанопровода с диаметром 31 нм и 36 нм, соответственно

Литература

1. Arutyunov K.Y., Golubev D.S., and Zaikin A.D. // Phys. Rep., V. 464, 1 (2008).
2. Giordano N. // Phys. Rev. Lett., V. 61, 2137 (1988).
3. Arutyunov K.Y., Hongisto T.T., Lehtinen J.S., Leino L., Vasiliev A. // Sci. Rep. V. 2, 213 (2012).
4. Lehtinen J.S., Zakharov K. and Arutyunov K.Y. // Phys. Rev. B, V. 85, 094508 (2012).
5. Tinkham M. Introduction to superconductivity. 2d ed. McGraw-Hill, Inc., New York; 1996.
6. Croitoru M. D., Vagov A., Shanenko A. A. and Axt V. M. // Supercond. Sci. Technol., V. 25, 124001 (2012).

Спонтанные токи на диффузных и чистых металлических поверхностях хирального p -wave сверхпроводника

С.В. Бакурский^{1,2*}, Н.В. Кленов^{3,2*}, И.И. Соловьев^{1,2}, М.Ю. Куприянов^{1,2}, А.А. Голубов^{2,4}

1 НИИЯФ имени Д. В. Скобельцына, МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

2 МФТИ, Долгопрудный, Московская область, Россия

3 МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, 119991, Россия.

4 Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute for Nanotechnology, University of Twente, 7500 AE Enschede, The Netherlands

*r4zz@mail.ru

Сформулирован общий подход для описания спонтанных поверхностных токов на диффузных и чистых металлических поверхностях хирального p -wave сверхпроводника. Для описания возможных реализаций поверхностных слоев сверхпроводника использован формализм квазиклассических уравнений Эйленберга в параметризации Рикатти. Вычислены угловые распределения спонтанных поверхностных токов и определены характерные размеры области их локализации. В системах с чистым металлическим слоем продемонстрирован эффект смещения поверхностных токов от границы вглубь сверхпроводящего материала.

В настоящее время все больше и больше возрастает интерес к теоретическим и экспериментальным исследованиям топологических сверхпроводников. Одним из хорошо известных примеров является Sr_2RuO_4 , который, как полагают, является сверхпроводником с хиральным $p_x + ip_y$ -волновым типом спаривания [1]. Характерным свойством подобных триплетных сверхпроводников является формирование в окрестности поверхности нечетной по частоте сверхпроводимости, что приводит к появлению сложной подщелевой структуры спектра. Одним из важнейших следствий существования подобных состояний в хиральных сверхпроводниках становится формирование спонтанных токов, текущих вдоль поверхности. К сожалению, экспериментально подобные токи пока не обнаружены [2-3].

Возможной причиной их отсутствия является деградация поверхности p -волнового материала. Для изучения влияния различных типов поверхности на формирование спонтанных токов мы теоретически рассмотрели гетероструктуру p -волновой сверхпроводник – диффузный нормальный металл в формализме уравнений Эйленберга. В зависимости от соотношения длины когерентности, длины свободного пробега и толщины металлического слоя, было рассмотрено четыре возможных типа

поверхности: зеркальная, диффузная, чистый и грязный металлический слой [4].

Было продемонстрировано, что в p_x -волновом сверхпроводнике спонтанные токи отсутствуют вне зависимости от характера приграничной области.

В случае хирального $p_x + ip_y$ волнового сверхпроводника было показано, что спонтанные токи появляются для всех типов границы, однако их амплитуда и пространственное распределение по глубине протекания серьезным образом отличаются.

Для зеркального типа границы плотность тока максимальна непосредственно на поверхности и медленно монотонно уменьшается по мере удаления от нее на длинах порядка длины когерентности.

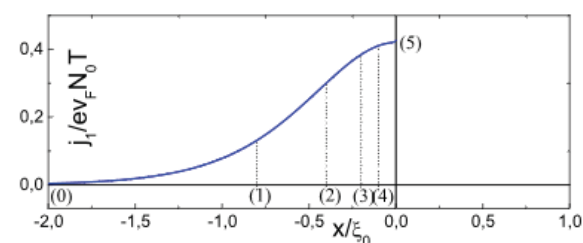


Рис. 1. Распределение плотности спонтанного тока в окрестности зеркальной границы хирального $p_x + ip_y$ волнового сверхпроводника

В случае диффузного типа поверхности распределение спонтанных токов несколько отличается. На границе сверхпроводника и диффузного слоя сформирован резкий пик плотности тока шириной порядка десятых длины когерентности. Это связано с тем, что из-за изотропизации амплитуды спаривания отраженных частиц спонтанный ток преимущественно формируется за счет электронов движущихся под малыми углами относительно поверхности (угол с нормалью к границе для них составляет порядка 80 градусов).

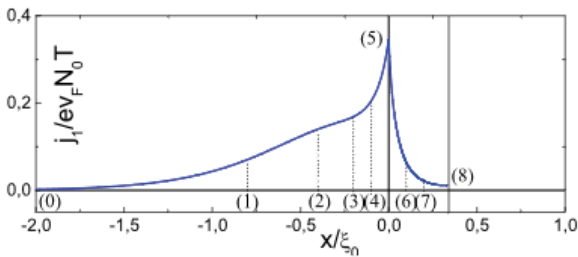


Рис. 2. Распределение плотности спонтанного тока в окрестности диффузной границы хирального $p_x + i p_y$ волнового сверхпроводника

Плотность спонтанных токов при наличии металлической границы на порядок ниже. Налетающие квазичастицы не отражаются от границы, а вместо этого теряют когерентность в глубине нормального металла. В результате, аномальная функция Грина для отраженной волны в области чистого металлического слоя равна нулю, что приводит к полному отсутствию спонтанных токов в металлической области. Они начинают формироваться уже в глубине сверхпроводника, в результате чего максимум распределения спонтанного тока скрыт внутри образца.

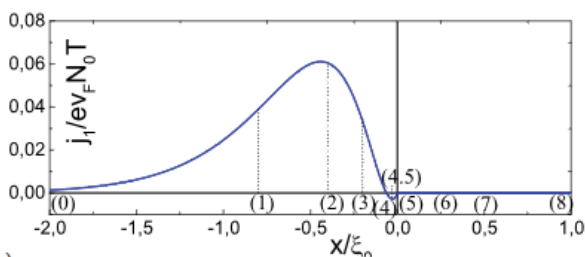


Рис. 3. Распределение плотности спонтанного тока при наличии чистой металлической пленки на поверхности хирального $p_x + i p_y$ волнового сверхпроводника

В диффузном металле, однако, возможны также отражения квазичастиц на примесях, в результате чего на пространственном распределении тока

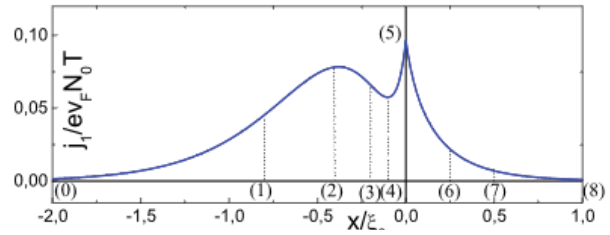


Рис. 4. Распределение плотности спонтанного тока при наличии диффузной металлической пленки на поверхности хирального $p_x + i p_y$ волнового сверхпроводника

наблюдается два ярко выраженных пика – на границе и в глубине материала.

Подобные распределения тока могут быть изучены экспериментально методом вращения спина мюонов μSR [5]. Исследование подобных зависимостей, в соответствии с нашими результатами может дать важную информацию, как о симметрии потенциала спаривания в объеме сверхпроводника, так и о свойствах формирующегося приграничного слоя.

Авторы благодарны Y. Tanaka и Y. Asano за плодотворные обсуждения при подготовке данной работы. Работа частично поддержана грантами РФФИ-JSPS 15-52-50054, 17-52-50080, РФФИ грант 16-29-09515-ofi-m, РФ проект No. 15-12-30030, а также министерством образования и науки РФ, гранты МК-5813.2016.2 и 14Y26.31.0007.

Литература

1. Maeno Y., Hashimoto H., Yoshida K., Nishizaki S., Fujita T., Bednorz J. G. and Lichtenberg F., Nature 372, 532, 1994.
2. Bjornsson P. G., Maeno Y., Huber M. E., and Moler K. A., Phys. Rev. B 72, 012504, 2005.
3. Kirtley J. R., Kallin C., Hicks C. W., Kim E.-A., Liu Y., Moler K. A., Maeno Y., and Nelson K. D., Phys. Rev. B 76, 014526, 2007.
4. Bakurskiy S. V., Klenov N. V., Soloviev I. I., Golubov A. A., Kupriyanov M. Yu., arxiv 1701.04458, 2017.
5. Di Bernardo A., Salman Z., Wang X. L., Amado M., Egilmez M., Flokstra M. G., Suter A., Lee SL, Zhao JH, Prokscha T, Morenzoni E, Blamire M.G., Linder J, and Robinson J.W.A., 2015 Phys. Rev. X, 5(4), 041021.

Многозначные ток-фазовые зависимости в области 0- π перехода в джозефсоновских SIsFS контактах

С.В. Бакурский^{1-3,§}, И.И. Соловьев^{1,3}, Н.В. Кленов^{2,4}, М.Ю. Куприянов¹⁻³, А.А. Голубов^{2,5}

1 МГУ имени М.В. Ломоносова, НИИЯФ имени Д.В. Скобельцына, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы д. 1, стр. 2.

2 МФТИ ГУ, 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

3 Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Россия, Ленинский проспект, 4.

4 МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы д. 1, стр. 2.

5 Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute for Nanotechnology, University of Twente, 7500 AE Enschede, The Netherlands

§ r4zz@mail.ru

Мы исследовали ток-фазовые соотношения в джозефсоновском SIsFS переходе со сложной прослойкой изолятор-сверхпроводник-ферромагнетик в области 0 – π перехода. Мы продемонстрировали сильное влияние второй гармоники ток-фазовой зависимости магнитной части контакта на свойства полной системы. Так показано то, что 0- π переход в SIsFS структуре происходит при сохранении величины критического тока на уровне критического тока туннельного контакта, в результате чего он оказывается скрыт от ряда экспериментальных подходов. В работе показано, что в системе появляются гистерезисные ток-фазовые соотношения с несколькими независимыми ветвями решения. Более того, в частных случаях различные решения являются топологически защищенными, что открывает новые возможные применения для таких структур.

Введение

Джозефсоновские SIsFS структуры в настоящее время являются одним из наиболее перспективных элементов для использования в сверхпроводящей электронике. Наличие сверхпроводящего s-слоя в области слабой связи, позволяет сохранить преимущества как туннельного слоя I, обеспечивающего высокое характерное напряжение и быстрое действие контакта, так сохранить эффект от магнитного слоя F, благодаря которому в структуре возможна реализация π -состояния [1-4].

Особый интерес представляет необычное поведение системы в области 0- π перехода. В обычных SFS структурах он протекает за счет непрерывного изменения критического тока SFS контакта, в результате чего на токовых зависимостях (от температуры или толщины F слоя) возникает заметная область пониженных критических токов. В SIsFS переходе в туннельном режиме область слабой связи локализована на диэлектрическом слое, в результате чего 0- π переход происходит через сложные состояния с неоднозначными ток-фазовыми зависимостями (ТФЗ). Классификация и исследование свойств промежуточных состояний и является целью данной работы.

Две модели SIsFS контакта

Система описана в рамках двух взаимодополняющих подходов: микроскопического и феноменологического. Первый основан на самосогласованном решении уравнений Узалея с граничными условиями Куприянова-Лукичева. Этот подход позволяет рассчитать ток-фазовые зависимости исходя из микроскопических соображений, однако в связи с необходимостью самосогласованно определять фазу промежуточного s-электрода, он требует значительного расчетного времени. Кроме того, данный метод позволяет получить только одно решение при проведении единственного расчета в зависимости от затравочных значений итерационных циклов, что грозит потерей решений при проведении расчетов для состояний с многозначными ток-фазовыми зависимостями.

Феноменологический подход основан на модели сосредоточенных элементов. Система представляется как последовательное соединение туннельного джозефсоновского контакта с синусоидальной ток-фазовой зависимостью $I_{SIS}=I_{CI} \sin(\varphi)$, в то время как ТФЗ ферромагнитного контакта включает в себя вклад от второй гармоники $I_{SFS}=A \sin(\varphi)+ B \sin(2\varphi)$. Решение уравнения на равенство тока через оба контакта позволяет получить ток-фазовую зависи-

мость полной системы. При этом ТФЗ составных элементов однозначны и могут быть эффективно рассчитаны в рамках микроскопического подхода. Подобный метод применим при значительной толщине центрального сверхпроводящего слоя превышающей несколько длин когерентности [4]. Использование такого подхода позволяет не только получить все возможные решения в рамках одного вычисления, но и также получить информацию о неустойчивых решениях задачи, которая необходима для понимания эволюции устойчивых состояний в системе.

Многозначные ТФЗ

На Рис. 1 представлена типичная ток-фазовая зависимость SISFS структуры в области 0- π перехода, рассчитанная для толщины s-слоя $d_s=5\xi_s$ и F слоя $d_F=0.46\xi_F$ с обменным полем $H=10 \pi T_C$ при температуре $T=0.2 T_C$. Окружностями продемонстрированы результаты микроскопического расчета, во время как сплошной линией показаны решения в рамках феноменологического подхода. Пунктиром продемонстрированы неустойчивые по фазе промежуточной сверхпроводящей области решения.

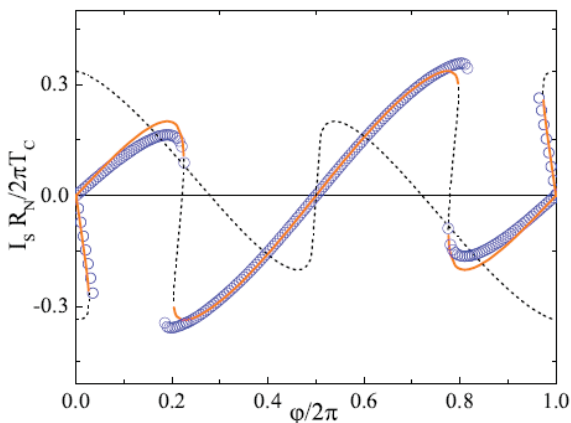


Рис. 1. Многозначная ток-фазовая зависимость джозефсоновской SISFS структуры в области 0- π перехода. Окружностями показаны результаты микроскопического моделирования, сплошными линиями – устойчивые решения феноменологического подхода, пунктиром – неустойчивые решения

На Рис. 1 хорошо виден гистерезисный характер ток-фазовой зависимости в окрестности фаз $\phi=0.2$ и $\phi=0.8$. Гистерезисы при этом разделяют ток-фазовую зависимость на две ветви, переход между которыми возможен за счет проскальзывания фазы.

В окрестности фазы $\phi=0$ также существует и другое устойчивое решение. Это решение появляется при трансформации неустойчивой ветви, соответствующей фазе π на центральном сверхпроводящем слое. Это метастабильное состояние не является основным, однако, в ряде случаев быть реализовано.

Изучение многозначных ток-фазовых зависимостей показало, что критический ток такой системы в области 0- π перехода связан с отношением второй гармоники ТФЗ SFS контакта к критическому току туннельного контакта V/I_{C1} .

Если эта величина меньше единицы, то критический ток в области перехода линейно уменьшается до минимального значения $I_C=V$. Однако при больших V , величина критического тока полной системы остается постоянной в любой точке 0- π перехода. Это приводит к тому, что измерение критического тока структуры (в зависимости от температуры или толщины магнитного слоя) не позволяет гарантированно выявить 0- π переход. Эта задача требует фазово-чувствительных методов исследования [5].

Авторы благодарны В.В. Рязанову за плодотворные обсуждения при подготовке данной работы. Работа частично поддержана грантами РФФИ-17-52-560003Iran-a, 16-29-09515-ofi-m, РФФ проект No. 15-12-30030, а также Минобрнауки РФ, грант МК-5813.2016.2 и программа повышения конкурентоспособности НИТУ "МИСиС" (проект № K2-2016-051)

Литература

1. T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov et al. // *Appl. Phys. Lett.* 100, 222601 (2012).
2. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev et al. // *Appl. Phys. Lett.* 102, 192603 (2013).
3. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev et al. // *Phys. Rev. B* 88, 144519 (2013).
4. N. Ruppelt, H. Sickinger, R. Menditto et al. // *Appl. Phys. Lett.*, 106, 022602 (2015).
5. S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. A. Oboznov et al. // *Phys. Rev. B* 70, 144505, (2004)

Плотность состояний в трёхмерном джозефсоновском контакте с примесью

А.А. Беспалов^{1*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*bespalovaa@gmail.com

В работе определена функция Грина и плотность состояний в коротком неограниченном и полуограниченном SNS контакте с обычной или магнитной точечной примесью, находящейся в нормальной области. Показано, что в общем случае примесь индуцирует два квазисвязанных состояния, независимо от расположения в контакте. Энергии этих состояний зависят осциллирующим образом от расстояния между примесью и границей контакта.

Джозефсоновские контакты сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник (SNS) находят широкое применение в электронных устройствах от сверхпроводящих квантовых интерферометров до стандартов напряжения. Современные технологии позволяют изготавливать контакты с размерами элементов порядка десятков нанометров. В таких системах существенны мезоскопические эффекты – следует ожидать сильную зависимость характеристик контактов от реализации беспорядка, т. е. от расположения дефектов в них. В настоящей работе рассмотрены подобные эффекты в SNS контактах со слабым беспорядком в виде одной точечной примеси. Определена запаздывающая функция Грина в джозефсоновском контакте и проанализировано влияние примеси на андреевские состояния в нём.

Сначала выразим функцию Грина в присутствии примеси через функцию Грина чистой SN системы. Волновая функция электрона вблизи точечной примеси, расположенной при $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$, имеет вид [1]

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_R(\mathbf{r}) + \frac{\psi_R(\mathbf{r}_0)}{k|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0| + i\alpha} \sin \alpha, \quad (1)$$

где $\psi_R(\mathbf{r})$ — регулярная функция, k — волновое число, а α — фаза рассеяния. Если примесь магнитная и ось квантования направлена вдоль спина примеси, то электроны со спинов «вверх» и «вниз» имеют разные фазы рассеяния — α_\uparrow и α_\downarrow , соответственно. Запаздывающая функция Грина $G_{Eab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ при $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}_0$ должна вести себя так же, как $\psi(\mathbf{r})$ (здесь E — энергия, ab — спиновые индексы). Тогда можно показать, что в гибридной SN системе

$$G_{E\uparrow\uparrow}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_E^p(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + A_1 G_E^p(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) + A_2 F_{-E}^{+p*}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0), \quad (2)$$

где G_E^p и F_E^{+p} — обычная и аномальная функции Грина без примеси (не зависящие от спина), а A_1 и A_2 — коэффициенты, которые выражаются через G_E^p и F_E^{+p} и определяются из условий асимптотического поведения (1) функций Грина вблизи примеси.

Применим полученные соображения к SNS контакту, изображённому на рис. 1. Здесь полупространство $y > 0$ занято вакуумом, а полупространство $y < 0$ — металлом. В нормальной (N) области с шириной L находится примесь на расстоянии h от свободной границы. Разность фаз между сверхпроводящими берегами равна φ , модуль параметра порядка в них — Δ .

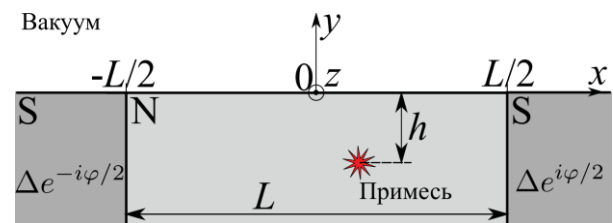


Рис. 1. SNS контакт с примесью

Рассмотрим для начала бесконечный SNS контакт, формально соответствующий параметру $h = \infty$. Если L много больше сверхпроводящей длины когерентности ξ , то обычная примесь создаёт лишь небольшое возмущение плотности состояний, спадающее как $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^{-2}$ при удалении от примеси. Остановимся подробнее на случае короткого контакта: $L \ll \xi$. В таком контакте образуются локализованные примесные состояния. Энергии состояний со спином вверх определяются нулями величины D :

$$D = \left[\frac{m}{2\pi\hbar^2} - \frac{\text{tg}\alpha_{\uparrow}}{k_F} G_{ER}^p(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) \right] \left[\frac{m}{2\pi\hbar^2} - \frac{\text{tg}\alpha_{\downarrow}}{k_F} \right. \\ \left. \times G_{-ER}^{p*}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) \right] + \frac{\text{tg}\alpha_{\uparrow} \text{tg}\alpha_{\downarrow}}{k_F^2} F_E^{+p}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) F_{-E}^{+p*}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0), \quad (3)$$

где k_F — волновое число Ферми, m — масса электрона, а $G_{ER}^p(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_E^p(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - m/(2\pi\hbar^2)|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$. Для состояний со спином вниз следует поменять местами α_{\uparrow} и α_{\downarrow} в формуле (3).

При $\varphi \neq 0$ обычная примесь локализует два состояния с противоположными спинами и с энергией

$$E = \Delta[1 - \tau \sin^2(\varphi/2)]^{1/2}, \quad (4)$$

где $\tau = \cos^2\alpha$. Данные состояния являются квазисвязанными: характерное уширение уровней $\delta E \sim \Delta L/\xi$ обусловлено возможностью ухода квазичастицы на бесконечность в N слое. Радиус локализации примесных состояний — $\xi(1 - E^2/\Delta^2)^{-1/2}$.

Магнитная примесь индуцирует также два квазисвязанных состояния, но с различными энергиями:

$$\frac{E_{\uparrow}}{\Delta} = \sigma_z \sin\beta \sqrt{\cos\alpha_{\uparrow} \cos\alpha_{\downarrow} \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \sin^2 \beta} \\ \pm \cos\beta \sqrt{\cos^2 \beta - \cos\alpha_{\uparrow} \cos\alpha_{\downarrow} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}, \quad (5)$$

где $\beta = (\alpha_{\uparrow} - \alpha_{\downarrow})/2$, а $\sigma_z = +1/-1$ для квазичастиц со спином вверх/вниз. Два положительных значения правой части формулы (5) определяют энергии связанных состояний. В зависимости от параметров φ , α_{\uparrow} и α_{\downarrow} может быть два примесных состояния с одинаковыми или разными спинами. При $\varphi = 0$ формула (5) даёт энергию состояния Шибя-Русинова [2].

Пусть теперь расстояние h между примесью и границей конечно. Тогда энергии примесных состояний по-прежнему даются формулами (4) и (5), если в них все фазы рассеяния α заменить на α' согласно формуле

$$\text{tg}\alpha' = \text{tg}\alpha \left(1 - \frac{\sin\eta}{\eta} \right) \left(1 + \frac{\cos\eta}{\eta} \text{tg}\alpha \right)^{-1}, \quad (6)$$

где $\eta = 2k_F h$. Это приводит к осциллирующей зависимости энергий примесных состояний от h . Характерные графики зависимостей $E(h)$ для обычных примесей с разными фазами рассеяния α представлены на рис. 2.

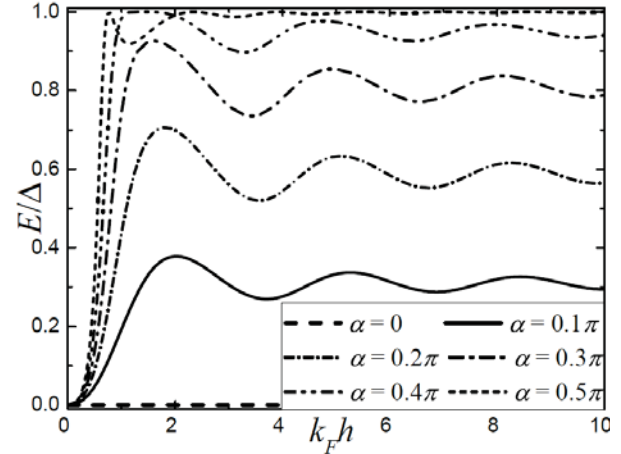


Рис. 2. Примесные состояния в зависимости от расстояния h между примесью и свободной границей при $\varphi = \pi$

В заключение обсудим влияние одиночных примесей на измеримые характеристики SNS контактов. Известно, что в коротком контакте каждое андреевское состояние даёт определённый вклад в джозефсоновский ток [3], поэтому наличие примеси должно сказаться на ток-фазовой характеристике контакта. Кроме того, если примесь находится вблизи свободной границы контакта, то примесное состояние можно обнаружить с помощью туннельного микроскопа.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-12-10020.

Литература

1. Л. Д Ландау и Е. М. Лифшиц // Теоретическая физика: Учеб. пособие для вузов, т. 3 (М. «Наука», 1989).
2. А. I. Rusinov // Sov. Phys. JETP, V. 29, 1101 (1969).
3. С. W. J. Beenakker // Phys. Rev. Lett., V. 67, 3836 (1991).

Особенности рекомбинации локализованных квазичастиц в неоднородных сверхпроводниках

А.А. Беспалов^{1*}, М. Houzet², J.S. Meyer², Y.V. Nazarov³

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

2 Univ. Grenoble Alpes, INAC-PHELIQS, F-38000 Grenoble, France and CEA, INAC-PHELIQS, F-38000 Grenoble, France.

3 Kavli Institute of NanoScience, Delft University of Technology, Lorentzweg 1, NL-2628 CJ, Delft, The Netherlands.

*bespalovaa@gmail.com

Для функционирования многих сверхпроводящих устройств принципиальным является вопрос об устранении боголюбовских квазичастиц. При низких температурах концентрация этих квазичастиц всегда существенно превышает равновесную. Важно понять причины этого эффекта. В настоящей работе мы исследуем динамику квазичастиц, локализованных на неоднородностях потенциала спаривания в сверхпроводнике. Мы демонстрируем, что эффективность рекомбинации таких квазичастиц падает экспоненциально быстро с уменьшением их концентрации. Это объясняет, почему в присутствии даже очень слабого неравновесного источника квазичастиц их концентрация остаётся относительно высокой.

Согласно теории, равновесная концентрация боголюбовских квазичастиц в сверхпроводнике с щелью должна быть экспоненциально мала при низких температурах. На практике же наблюдается насыщение концентрации с понижением температуры [1]. Это объясняется действием некоторого неравновесного источника — вероятно, излучением от высокотемпературного окружения системы. Квазичастицы отрицательно сказываются на функциональности сверхпроводящих устройств, поэтому предпринимаются усилия по экранированию этих устройств от излучения. Тем не менее, даже в присутствии экранировки сохраняется существенная остаточная концентрация квазичастиц [2]. В данной работе мы предлагаем возможное объяснение этого явления. Мы исследуем динамику квазичастиц, локализованных на неоднородностях потенциала спаривания Δ , присутствующих во всех неупорядоченных сверхпроводниках. При малой концентрации квазичастиц их скорость рекомбинации экспоненциально подавлена вследствие малого перекрытия их волновых функций. Это объясняет их большие времена жизни и слабую зависимость их стационарной концентрации от скорости генерации квазичастиц A в единице объёма:

$$c \approx 3C_p / (4\pi r_c^3) \ln^{-3} (\Gamma_R / Ar_c^6), \quad (1)$$

где $C_p \approx 0.605$, Γ_R — материальная константа, a — радиус локализации квазичастицы.

Наметим вывод соотношения (1). Пусть квазичастицы генерируются каким-либо неравновесным

внешним источником. Типичная начальная энергия таких квазичастиц существенно превышает среднюю сверхпроводящую щель. Квазичастицы могут попарно рекомбинировать, а также терять энергию, испуская фононы (будем предполагать, что тепловых фононов нет, и обратные процессы не происходят). При достаточно малой концентрации процессы рекомбинации маловероятны, и практически все квазичастицы релаксируют к энергии $E \approx \Delta$ (рис. 1а). Заметим, что плотность состояний в неупорядоченном сверхпроводнике в приближении среднего поля вместо особенности БКШ имеет сглаженный пик [3] с некоторой шириной ε_g , а край щели находится при $E = E_g < \Delta$ ($\Delta - E_g \sim \varepsilon_g$) — см. рис. 1б. Ниже энергии E_g имеется «хвост» локализованных состояний, возникающих за счёт длинноволновых флуктуаций потенциала спаривания. Плотность состояний ν в этой области равна [3] $\nu(\varepsilon) = \nu_T(\varepsilon/\varepsilon_T)^{9/8} \times \exp[-(\varepsilon/\varepsilon_T)^{5/4}]$, где $\varepsilon = E_g - E$, $\nu_T \sim \nu_0(\varepsilon_T \Delta / \varepsilon_g^2)^{1/2}$, ν_0 — плотность состояний в нормальном состоянии, а энергия ε_T определяется степенью беспорядка в потенциале спаривания. Наиболее вероятный профиль плотности вероятности для локализованных состояний имеет вид [3]

$$p(\mathbf{r}) = \frac{\sinh(r/L(\varepsilon))}{2\pi r L^2(\varepsilon) \cosh^3(r/L(\varepsilon))}, \quad (2)$$

где вектор \mathbf{r} отложен от центра локализации (области с подавленным Δ), $L(\varepsilon) = \zeta_0 [2\Delta/3\varepsilon]^{1/4}$, а ζ_0 — длина когерентности в грязном пределе.

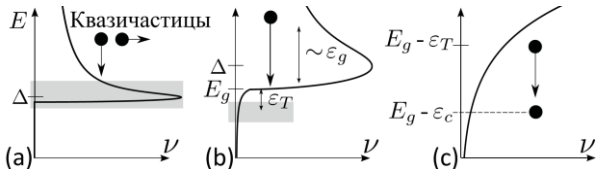


Рис. 1. Плотность состояний и релаксация квазичастиц в сверхпроводнике [4]. (а) При $E \gg \Delta$ плотность состояний даётся теорией БКШ. (б) Вблизи края щели плотность состояний имеет плавный пик с шириной ε_g , а также «хвост» локализованных состояний. (с) Конечный этап релаксации квазичастиц: при энергии $E_g - \varepsilon_c$ практически не имеется доступных состояний с меньшей энергией

Испуская фононы, квазичастицы достигают локализованных состояний (если они свободны). Их релаксация фактически прекращается только при некоторой энергии $\varepsilon = \varepsilon_c > \varepsilon_T$ (рис. 1с), когда их волновые функции более не перекрываются с состояниями с более низкой энергией. Тогда существенными становятся процессы рекомбинации. Таким образом, рекомбинирующие квазичастицы имеют близкие энергии $\varepsilon \approx \varepsilon_c$ и масштабы волновых функций $r_c \approx L(\varepsilon_c)$. Вероятность рекомбинации в единицу времени для двух таких квазичастиц в приближении локального электрон-фононного взаимодействия равна [4]

$$\Gamma(R) = \Gamma_R \int p(\mathbf{r}) p(\mathbf{r} - \mathbf{R}) d^3\mathbf{r} = \frac{\Gamma_R}{r_c^3} g\left(\frac{R}{r_c}\right), \quad (3)$$

где R — расстояние между центрами локализации квазичастиц, а $g(2x) = (16\pi \sinh^4 x) (3 + 2\sinh x - 3 \cosh x \sinh x / x)$.

Рассмотрим простую модель динамики квазичастиц в сверхпроводнике. Будем считать, что возможны только два процесса: возникновение частицы в случайной точке пространства с плотностью вероятности A в единицу времени, либо аннигиляция двух частиц с вероятностью $\Gamma(R)$ в единицу времени. Стационарное состояние системы определяется одним безразмерным параметром: Ar_c^6/Γ_R . При $Ar_c^6/\Gamma_R \gg 1$ в динамическом равновесии положения частиц некоррелированы, и баланс между приходом и уходом приводит к условию $c = (A/\Gamma_R)^{1/2}$. Точно такая же концентрация получается в предположении, что все квазичастицы свободны. В случае $Ar_c^6/\Gamma_R \ll 1$ система сильно коррелирована: характерное расстояние r между ближайшими соседями примерно одного порядка для подавляющего боль-

шинства частиц. Условие баланса принимает вид $A \approx c\Gamma(r)$, при этом $c = C_p (4\pi r^3/3)^{-1}$, и коэффициент $C_p = 0.605$ определяется численно (см. [4]). Учитывая, что при $r \gg r_c$ $\Gamma(r) \approx \Gamma_R/(2\pi r_c^6) \times \exp(-r/r_c)$, мы получаем соотношение (1).

Мы провели также численное моделирование динамики квазичастиц, определив стационарную концентрацию c в широком диапазоне значений параметра Ar_c^6/Γ_R — см. рис. 2. Приведённые выше аналитические соображения хорошо согласуются с численными результатами.

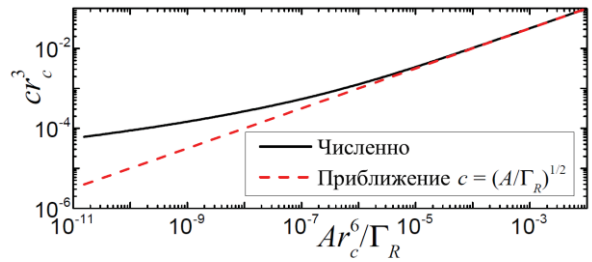


Рис. 2. Стационарная концентрация квазичастиц в зависимости от мощности генерации A

В заключение, мы исследовали упрощённую модель динамики локализованных квазичастиц в сверхпроводнике, в рамках которой их стационарная концентрация зависит очень слабо от мощности источника, генерирующего их. Таким образом, мы предложили возможное объяснение, почему экранирование сверхпроводников от излучения не очень эффективно для борьбы с паразитными квазичастицами.

Работа выполнена при поддержке Fondation Nanosciences (Гренобль, программа Chair of Excellence), а также гранта ANR № ANR-12-BS04-0016-03 (Франция).

Литература

1. P. J. de Visser, J. J. A. Baselmans, P. Diener et al. // Phys. Rev. Lett., V. 106, 167004 (2011).
2. O.-P. Saira, A. Kemppinen, V. F. Maisi, and J. P. Pekola // Phys. Rev. B, V. 85, 012504 (2012).
3. A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov // Sov. Phys. JETP, V. 34, 1144 (1972).
4. A. Bespalov, M. Houzet, J. S. Meyer and Y. V. Nazarov // Phys. Rev. Lett., V. 117, 117002 (2016).

Сверхпроводящий квантовый бит в резонаторе на поверхностных акустических волнах

А. Болгар¹, Ю.И. Зотова¹, Д.Д. Кириченко¹, О.В. Астафьев^{1, 2}

¹ Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

² Royal Holloway University of London, Egham Surrey TW20 0EX.

Разработана технология изготовления высокочастотных резонаторов на поверхностных акустических волнах с рабочими частотами до 3,1 ГГц. Данные резонаторы изготовлены на кварцевых подложках и охарактеризованы при температурах 20 мК. Проведены первые эксперименты со сверхпроводящими кубитами, размещёнными в таких акустических резонаторах.

Введение

В экспериментах со сверхпроводящими квантовыми битами стандартным механизмом манипулирования квантовым состоянием является электродинамический (кубиты связанные с микроволновыми резонаторами и копланарными линиями). Тем не менее, возбуждение кубита механически, например, полем поверхностной акустической волны (ПАВ) может оказаться перспективным альтернативным методом взаимодействия с кубитом. Уже известны эксперименты подтвердившие такую возможность [1]. Поверхностные акустические волны гигагерцового диапазона имеют длины на 3-4 порядка меньше, чем электромагнитных волн. Эта особенность открывает возможности с одной стороны для создания более компактных квантовых устройств, а с другой стороны режим взаимодействия «искусственных атомов» с волнами существенно меньшими, чем сам «атом», может обнаружить новые интересные эффекты.

Наша научная группа нацелена на проведение экспериментов с квантовыми битами, помещёнными в ПАВ-резонаторе. Технология создания таких резонаторов на пьезоэлектрических подложках хорошо развита в микроэлектронном производстве. Такие резонаторы состоят из встречноштыревых преобразователей (ВШП) и решётчатых отражателей, формируемых на поверхности пьезоэлектрика методами фотолитографии. Однако, такой подход не позволяет сделать резонаторы с рабочими частотами выше 1 ГГц, а для манипуляции состоянием кубита в квантовом режиме ($hf \gg kT$) необходимо создать резонаторы работающие на частотах в несколько гигагерц.

Акустический резонатор представляет собой излучатель, приемник и два зеркала (см. рис. 1). В ка-

честве пьезокристаллической подложки мы используем кварц. Излучатель представляет собой встречно-штыревой преобразователь, и пространственный период его электродов определяет резонансную частоту.

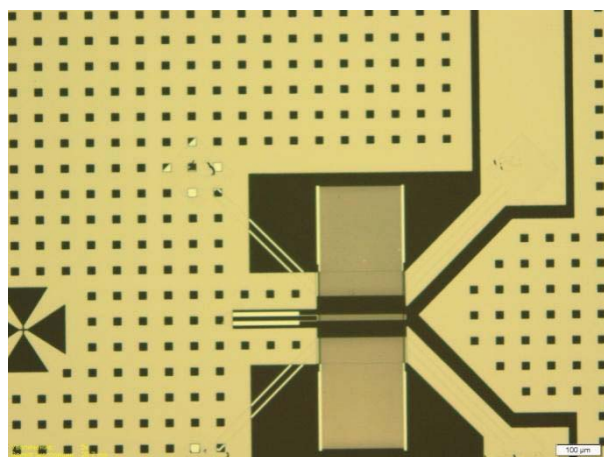


Рис. 1. Акустический резонатор с размещённым внутри него трансмоном

Несмотря на то, что эксперименты по созданию таких высокочастотных резонаторов методами электроннолучевой литографии уже были успешно проведены [2] детали технологического процесса не были раскрыты авторами этих экспериментов. Наша научная группа самостоятельно разработала данный технологический процесс, что само по себе оказалось очень непростой комплексной задачей, состоящей из таких подзадач:

- настройка процесса электронной литографии таким образом, чтобы при большой площади засветки (габаритные размеры резонатора 400x400 микрон) сохранить высокое разрешение и периодичность формируемой структуры;

- обеспечить хорошую адгезию периодической структуры (ВШП) состоящей из тонких и длинных полос резиста;

- обеспечить отсутствие «закороток» и «разрывов» при фабрикации высокочастотных (ВШП).

На данном этапе эффективные технологические решения нами найдены. В частности это касается разработанной нами специальной технологии изготовления двухслойной маски (ARP6200.13/Al) под лифт-оф (см. Рис 2). Эта маска позволяет изготавливать качественные структуры высокочастотных ВШП.

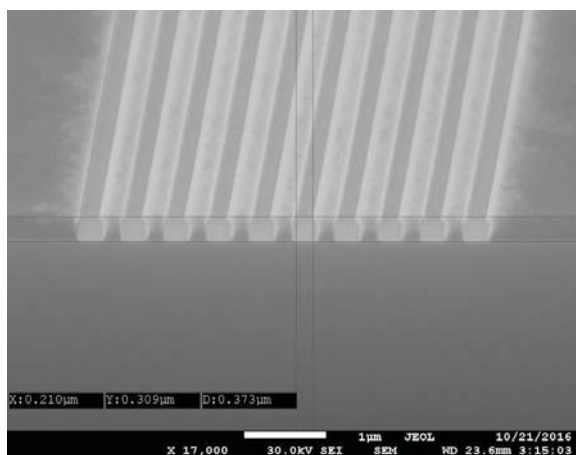


Рис. 2. Вид профиля маски ARP/Al, используемой для изготовления ПАВ-резонаторов

Были изготовлены и охарактеризованы при низких температурах (20 мК в криостате растворения) ПАВ резонаторы с частотами 1,5, 3,1 и 4,7 ГГц. Добротности составили порядка 10000. Такие характеристики открыли перед нами возможности для проведения экспериментов по размещению внутри акустических резонаторов сверхпроводящего кубита типа трансмон. Этот тип кубита является наиболее подходящим для акустических резонаторов, т.к. входящая в него электрическая емкость может быть

сформирована в виде ВШП и таким образом кубит может принимать акустические сигналы.

Эксперименты по созданию кубита типа трансмон были успешно проведены в нашей лаборатории. В

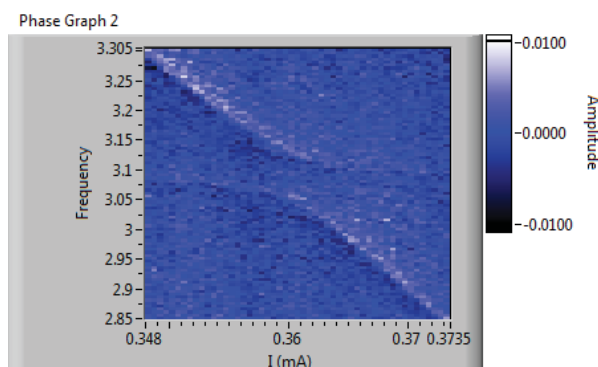


Рис. 3. Антикроссинг в спектре кубита на акустическом резонансе

этих экспериментах кубит сформирован на кварцевой подложке и связан с микроволновой линией. Помимо этого данный кубит имел возможность для релаксации в виде поверхностной акустической волны, которая может быть сгенерирована ВШП, представляющим ёмкость трансмона. В эксперименте по измерению спектра этого кубита обнаружен эффект, представляющий собой антикроссинг на частоте соответствующей акустической генерации (см. рис. 3).

Литература

1. M. V. Gustafsson, T. Aref, A. F. Kockum, M. K. Ekström, G. Johansson, and P. Delsing, *Science* 346, 207 (2014).
2. R. Manenti, M. J. Peterer, A. Nersisyan, E. B. Magnusson, A. Patterson, and P. J. Leek, *PHYS. REV. B* 93, 041411(R) (2016).

Исследование перехода сверхпроводник-изолятор в тонких пленках NbTiN

М.В. Бурдастых, А.Ю. Миронов *

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, ул. Пирогова, 30, Новосибирск, 630090.

*mironov@isp.nsc.ru

Проведено экспериментальное исследование низкотемпературных транспортных свойств тонких пленок $\text{Nb}_{0.67}\text{Ti}_{0.33}\text{N}$ толщиной менее 18 нм, полученных методом атомарно-слоевого осаждения. Установлено, что с ростом степени беспорядка система резко переходит из сверхпроводящего состояния в диэлектрическое. Показано, что изначально сверхпроводящие пленки, расположенные в окрестности перехода сверхпроводник-изолятор по беспорядку, демонстрируют магнитоиндуцированный переход сверхпроводник-изолятор, связанный со спонтанным возникновением островковой структуры. Для пленок на диэлектрической стороне магнитоиндуцированного перехода продемонстрировано хорошее согласие температурных зависимостей сопротивления с активационным законом в широком диапазоне магнитных полей, а также переход к гиперактивационному поведению в слабых полях и при низких температурах.

Введение

В настоящее время наблюдается бурное развитие методов и подходов, позволяющих изготавливать различные структуры пониженной размерности с большой степенью точности, обеспечивая тем самым возможность изучения широкого спектра явлений в них. Так, особое место в физике низкоразмерных систем занимает исследование процессов, происходящих при разрушении сверхпроводящего состояния двумерной системы, так как при определенных условиях в ней может наблюдаться прямой переход сверхпроводник-изолятор [1, 2].

Данная работа посвящена исследованию перехода сверхпроводник-изолятор в пленках тройного соединения NbTiN.

Методика эксперимента

В качестве объекта исследования выступал набор неупорядоченных квазидвумерных пленок $\text{Nb}_{0.67}\text{Ti}_{0.33}\text{N}$ толщиной $d < 18$ нм, выращенных методом атомарно-слоевого осаждения при температуре 350°C. Измерение температурных зависимостей сопротивления осуществлялось на образцах, изготовленных методом фотолитографии в виде холловских мостиков. Низкотемпературные исследования проводились в криостате растворения $^3\text{He}/^4\text{He}$. Сопротивление низкоомных пленок измерялось по стандартной четырехточечной схеме на переменном токе $I \approx 1$ нА низкой частоты $f = 3.33$ Гц. Измерение сопротивления высокоомных образцов проводилось в линейном режиме с использованием двухточечной схемы подключения.

Переход сверхпроводник-изолятор по беспорядку (D-SIT)

С увеличением степени беспорядка пленки из сверхпроводящего состояния переходят в диэлектрическое (рисунок 1). При этом для сверхпроводящих пленок (S1 – S6) рост беспорядка приводит к подавлению как температуры T_c до 0.72 К, так и температуры перехода Березинского-Костерлица-Таулеса T_{BKT} до нуля, что является свидетельством приближения системы к переходу D-SIT. Сопротивление пленок, расположенных на диэлектрической стороне перехода (I1 – I11), монотонно растет с увеличением температуры и при $T < 10$ К хорошо описывается активационным законом. Разность сопротивлений между последней сверхпроводящей и первой диэлектрической пленками при 77 К составляет около 2 %, что свидетельствует об осуществлении прямого перехода D-SIT.

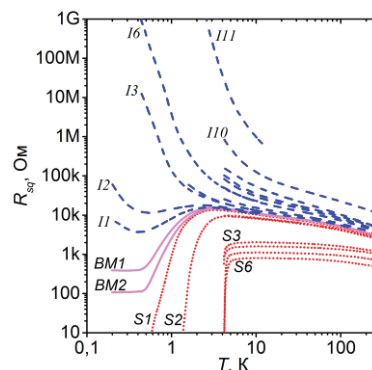


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления различных пленок NbTiN. Пунктирными линиями показаны сверхпроводящие пленки, штриховыми — диэлектрические, сплошные линии — бозе-металлические пленки

Магнитоиндуцированный переход сверхпроводник-изолятор (B-SIT)

При приложении внешнего магнитного поля к пленкам, находящимся в окрестности D-SIT, в них происходит магнитоиндуцированный переход сверхпроводник-изолятор. На рисунке 2а приведена магнитополевая зависимость сопротивления образца S2 при различных температурах. Видно, что в сильных полях $B > 8.4$ Тл имеет место область огромного отрицательного магнетосопротивления (ОМС). Так, при температуре 200 мК ОМС пленки в двадцать раз превышает сопротивление R_{77} . Подобное поведение системы косвенно указывает на спонтанное образование в области B-SIT островковой структуры, представляющей собой сверхпроводящие области, внедренные в диэлектрическую матрицу и связанные слабыми связями.

В результате анализа магнитополевые зависимости сопротивления были перестроены в аррениусовских координатах (рисунок 2б). С увеличением магнитного поля происходит изменение характера

кривых $R(1/T, B)$: понижение температуры в полях $B < 4.86$ Тл (пунктирные линии) приводит к падению сопротивления, а при $B > 4.86$ Тл (штриховые линии) — к его экспоненциальному росту, которому в указанных координатах соответствуют прямые с различными углами наклона. При этом сепаратриса между сверхпроводящей и диэлектрической сторонами перехода представляет собой негоризонтальную кривую $R_{sq}(1/T, B = 4.86 \text{ Тл}) \neq const$.

Температурные зависимости сопротивления более разупорядоченной пленки BM1 в активационных координатах представлены на рисунке 2в. При низких температурах $T < 1$ К экспериментальные результаты (Δ) хорошо описываются активационным законом, однако в слабых полях $B < 2.5$ Тл наблюдается отклонение хода экспериментальной зависимости сопротивления (\square) вверх от теоретической кривой, что может указывать на начинающийся переход к гиперактивационному поведению, описываемому в рамках зарядового перехода БКТ [3, 4].

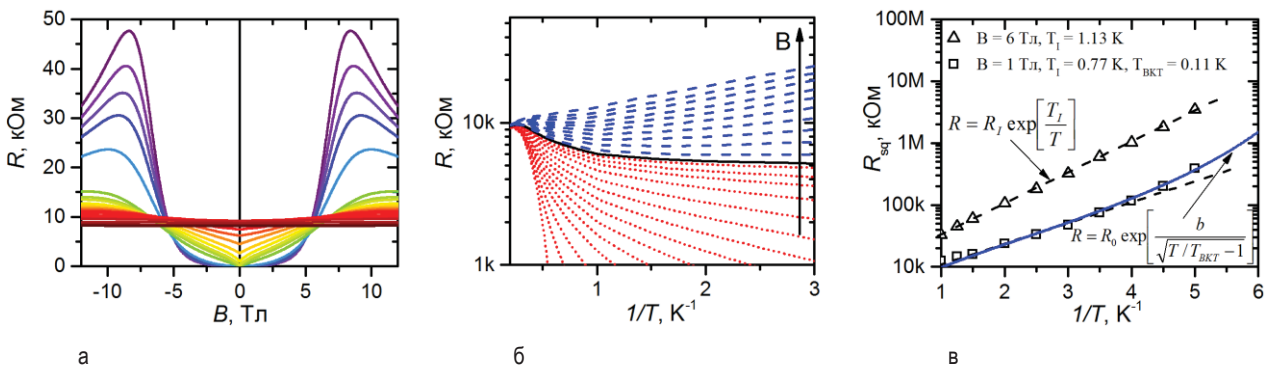


Рис. 2. B-SIT в пленках NbTiN: а. магнитополевые зависимости сопротивления при температурах $T = 0.2$ К – 9.6 К для пленки S2; б. зависимость сопротивления в логарифмическом масштабе от обратной температуры в магнитных полях $B = 0$ Тл – 8.3 Тл для пленки S2. Сплошная линия — сепаратриса $R_{sq}(1/T, B = 4.86 \text{ Тл})$; в. температурная зависимость сопротивления пленки BM2 в активационных координатах при двух значениях магнитного поля. Символы соответствуют экспериментальным данным, штриховые линии — активационному закону, сплошная линия — результат подгонки в соответствии с выражением, полученным в работах [3, 4]

Заключение

В ходе проведения экспериментального исследования низкотемпературных транспортных свойств тонких пленок $Nb_{0.67}Ti_{0.33}N$ было установлено осуществление прямого перехода сверхпроводник-изолятор, управляемого беспорядком и внешним магнитным полем. На основе анализа магнитополевых зависимостей сопротивления был сделан вывод о спонтанном возникновении островковой структуры при приближении системы к переходу B-SIT.

Литература

1. A. Shal'nokov // Nature, V. 142, 3584, 74 (1938).
2. M. P. A. Fisher // Physical Review Letters, V. 65, 923 (1990).
3. B. I. Halperin, D. R. Nelson // Journal of Low Temperature Physics, V. 36, 599 (1979).
4. S. Doniach, B. A. Huberman // Physical Review Letters, V. 42, 1169 (1979).

Термоиндуцированные токи в киральных сверхпроводниках

В.Л. Вадимов^{1,2}, А.С. Мельников^{1,2}

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

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022.

В рамках теории Гинзбурга-Ландау вычислены спонтанные токи, образующиеся при локальном нагреве в киральном сверхпроводнике. Найдены поля, создаваемые этими токами, вычислена зависимость полей от интенсивности нагрева и размера горячего пятна. Данный эффект может быть использован в качестве теста на киральную сверхпроводимость.

Введение

В настоящее время экспериментальное исследование сверхпроводников с нетривиальным спариванием является популярным направлением в физике конденсированного состояния. Эта деятельность сопровождается теоретическими работами, предлагающими тесты на симметрию параметра порядка. Особый интерес представляет экспериментальное обнаружение сверхпроводимости р-типа в реальных соединениях. Одним из соединений, в котором предположительно реализуется данный тип спаривания, является Sr_2RuO_4 [1-3]. Куперовские пары в Sr_2RuO_4 обладают собственным орбитальным моментом с проекцией $L_z = \pm 1$ на ось кристаллической анизотропии. Такие сверхпроводники называются киральными сверхпроводниками, пространственные области, в которых преобладают куперовские пары с той или иной проекцией момента, называются киральными доменами. Модель кирального сверхпроводника р-типа предсказывает существование токов на поверхности образца и вдоль доменных стенок, которые, однако, не были найдены экспериментально [4].

Однако, наличие токов может определяться свойствами поверхности, в частности, токи ослабевают при незеркальном отражении квазичастиц [5]. В то же время спонтанные токи могут появляться вблизи дефектов и неоднородностей сверхпроводника. Также появления токов можно ожидать при неравномерном нагреве образца, например локальным нагревом лазером, поскольку нагрев локально подавляет сверхпроводящий параметр порядка, играя таким образом роль дефекта. При этом поскольку ток возникает в толще сверхпроводника, нет необходимости знать свойства поверхности или интерфейса сверхпроводник-дефект. Однако при этом необходимо чтобы размер горячего пятна был

меньше размера домена. Спонтанные токи можно детектировать измеряя магнитные поля в центре засвеченной области.

Модель

Для вычислений использовалась двухкомпонентная модель Гинзбурга-Ландау. Два параметра порядка η_1 и η_2 отвечают куперовским парам с противоположной ориентацией орбитального момента. Свободная энергия имеет следующий вид:

$$F = \frac{H_{cm}^2}{4\pi} \int \left[-\tau(|\eta_1|^2 + |\eta_2|^2) + \frac{1}{2}(|\eta_1|^2 + |\eta_2|^2)^2 + \beta|\eta_1|^2|\eta_2|^2 + \xi^2|D\eta_1|^2 + \xi^2|D\eta_2|^2 + 2\zeta\xi^2((D_+\eta_1)^*(D_-\eta_2) + c. c.) \right] d^3r$$

где $\mathbf{D} = -i\nabla - (2\pi/\Phi_0)\mathbf{A}$, $D_{\pm} = (D_x \pm iD_y)/\sqrt{2}$, ξ — длина когерентности, H_{cm} — термодинамическое критическое поле, \mathbf{A} — векторный потенциал магнитного поля, $0 < \beta$ и $0 < \zeta < 1$ — константы. Параметр $\tau = (T_0 - T_c)/(T - T_c)$ определяет распределение температуры в образце, здесь T_0 и T_c — температура основной части образца и критическая температура, соответственно. Мы пренебрегаем Мейсснеровской экранировкой, считая образец тонкой пленкой. Поправка к сверхтоку, вызванная экранировкой имеет порядок малости $\zeta d/\lambda^2$, где d — толщина пленки, а λ — глубина проникновения магнитного поля. При достаточно малой толщине пленки экранировкой можно пренебречь.

Обычно размер горячего пятна многократно превышает длину когерентности сверхпроводника (1-2 мкм против 100-200 нм). Тогда можно считать что доминирующий параметр порядка адиабатически следует за локальной температурой, а второй вычислить по теории возмущений:

$$\eta_1 = \sqrt{\tau}\eta_2 = \frac{-2\zeta D^2\eta_1}{\beta\eta_1^2}$$

Зная параметры порядка, можно вычислить ток и создаваемое им магнитное поле. В качестве модели рассмотрим гауссово распределение температуры и исследуем зависимость поля в центре пятна от параметров этого распределения:

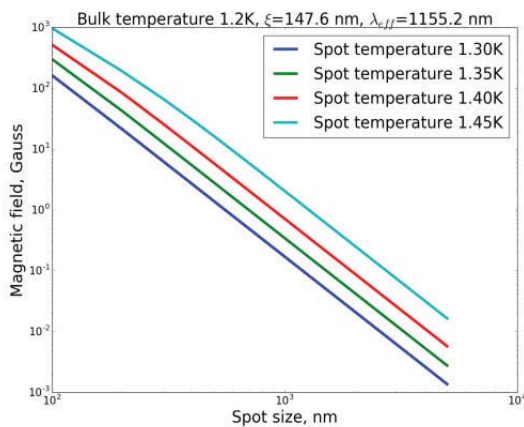


Рис. 1. Зависимость магнитного поля от размера и температуры горячего пятна. Критическая температура $T_c=1.5$ K

Видно, что зависимость поля от размера пятна степенная, для больших пятен демонстрирует поведение $B \sim 1/a^3$. Характерные величины полей для размера пятна порядка микрона составляют 0.01-0.1 Гс, что вполне может быть измерено экспериментально.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований и Российским Научным Фондом грантом номер 15-12-10020 (ASM).

Литература

1. A.P. Mackenzie, Y. Maeno // *Rev. Mod. Phys.*, V. 75, 657 (2003).
2. K.D. Nelson, Z.Q. Mao, Y. Maeno, Y. Liu // *Science*, V. 306, 1151 (2004).
3. J. Xia, Y. Maeno, P.T. Beyersdorf, M.M. Fejer, A. Kapitulnik // *Phys. Rev. Lett.*, V. 97, 167002 (2006).
4. J.R. Kirtley, C. Kallin, C.W. Hicks, E.-A. Kim, Y. Liu, K.A. Moler, Y. Maeno and K.D. Nelson // *Phys. Rev. B*, V. 76, 014526 (2007).
5. J. A. Sauls // *Phys. Rev. B*, V. 84, 214509 (2011).

Спин-фермионные и межузельные кулоновские взаимодействия в проблеме ВТСП

В.В. Вальков^{1*}, Д.М. Дзедисашвили¹, М.М. Коровушкин¹, А.Ф. Барабанов²

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036.

² Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе, стр. 14, Москва, Троицк, 108840.

*vzv@iph.krasn.ru

Показано, что в купратных сверхпроводниках спин-фермионные взаимодействия играют определяющую роль в формировании фермиевских спин-поляронных квазичастиц. Ансамбль таких квазичастиц при учете реальной структуры CuO_2 плоскости проявляет куперовскую неустойчивость с высокими критическими температурами. В качестве константы связи выступает обменное взаимодействие между локализованными спинами ионов меди, которое через спин-фермионную связь транслируется на спин-поляронный ансамбль. Установлено, что куперовская неустойчивость в d -канале, в отличие от s -канала, оказывается независимой от межузельного кулоновского взаимодействия кислородных дырок, находящихся на соседних узлах. Это существенно отличает предложенный механизм куперовской неустойчивости от того сценария, который обычно рассматривается в рамках модели Хаббарда, или t - J модели, и который быстро подавляется при включении межузельного кулоновского отталкивания ближайших кислородных дырок.

Свойства нормальной фазы купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) хорошо описываются лишь в том случае, если адекватно учитываются сильные электронные корреляции (СЭК). Имея это в виду, для теоретического исследования ВТСП была предложена модель Эмери [1]. Однако, большое число электронных орбиталей, учитывающих d -состояния дырок ионов меди, p_x - и p_y - состояния кислородных орбиталей, приводило к громоздкости математического формализма. Поэтому, появились схемы перехода к эффективным гамильтонианам, позволяющим, с одной стороны, учитывать на принципиальном уровне эффекты сильных электронных корреляций, а, с другой стороны, упрощенно описывать свойства ВТСП.

Наибольшую популярность в теории купратных сверхпроводников приобрели модель Хаббарда и t - J – модель. В рамках этих моделей куперовское спаривание осуществляется между фермионами Хаббарда, подчиняющимися квазифермиевской статистике. Между такими фермионами реализуется кинематическое взаимодействие, которое вызывает тенденцию к сверхпроводящему спариванию s -типа [2]. В t - J -модели обменный и спин-флуктуационный механизмы инициируют куперовское спаривание в d -канале [3]. Таким образом, на принципиальном уровне природа эффективного притяжения между хаббардовскими фермионами, казалось бы, была вскрыта. Однако оставалась проблема, связанная с межузельным кулоновским от-

талкиванием кислородных дырок. Дело в том, что рассматриваемые в модели Хаббарда [2], t - J - [3], или t - J^* -моделях [4] механизмы куперовской неустойчивости подавляются при включении межузельного кулоновского отталкивания V_I носителей тока, находящихся на соседних узлах. Особенно сильно этот эффект проявляется в d -канале, так что при $V_I = 1-2$ eV куперовская неустойчивость исчезает совсем. Для сверхпроводящей s -фазы из-за более сильного кинематического механизма [2] куперовское спаривание сохраняется и при включении $V_I = 1-2$ eV. Обозначилась очевидная проблема: необходимая для объяснения эксперимента d -сверхпроводящая фаза сильно подавлялась кулоновским отталкиванием дырок, находящихся на ближайших узлах. Заметим, что привлекаемая иногда аргументация, связанная с экранировкой кулоновского взаимодействия в данном случае представляется малоубедительной, поскольку речь идет об отталкивании дырок, находящихся на ближайших ионах кислорода.

Возникшая проблема поставила задачу пересмотра существующих теорий куперовской неустойчивости в купратных сверхпроводниках. В этой связи уместно напомнить, что проблема нейтрализации кулоновского отталкивания, как известно, существовала и в теории обычных сверхпроводников. Ее решение стало возможным после того, как было показано, что электрон-фононное взаимодействие инициирует эффективное притяжение в электрон-

ной подсистеме, которое может компенсировать затравочное отталкивание.

Нами показано, что решение проблемы устойчивости сверхпроводящей *d*-фазы в купратных ВТСП связано с отказом от использования модели Хаббарда и ее модификаций (*t*-*J*-, *t*-*J**- моделей) и возвращению к более реальной модели электронного строения купратных сверхпроводников. В качестве таковой выступает полученная на ранних этапах развития теории ВТСП спин-фермионная модель (СФМ). Она следует из модели Эмери [1], если учесть реальные соотношения между ее параметрами. Существенные отличия СФМ от упомянутых выше моделей сильно коррелированных систем связаны со следующими факторами. Во-первых, в СФМ учитывается пространственная разнесенность подсистемы ионов меди и ионов кислорода. При этом подсистема ионов меди описывается гомеополлярными состояниями, когда на каждом ионе меди присутствует строго одна дырка. Во-вторых, сохраняются *p*_x- и *p*_y-кислородные орбитали. В третьих, и это существенно для симметричных свойств сверхпроводящего параметра порядка, в СФМ сохраняется реальная структура кристаллографического строения CuO₂-плоскости. Гамильтониан СФМ

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{J} + \hat{V} + \hat{I},$$

описывает подсистему кислородных дырок (оператор \hat{H}_0), взаимодействующих со спинами ионов меди (оператор \hat{J}), кулоновское отталкивание кислородных дырок (оператор \hat{V}), а также обменное взаимодействие в подсистеме спиновых моментов ионов меди (оператор \hat{I}). Важнейшая особенность СФМ связана с тем, что параметр связи дырок со спинами ионов меди является большим. В результате квазичастицами в СФМ являются спиновые поляроны, а куперовская неустойчивость развивается в ансамбле спин-поляронных квазичастиц.

Полученные в рамках СФМ уравнения самосоглашения для сверхпроводящей фазы показали важную особенность: учет реальной структуры CuO₂-плоскости ВТСП привели к исчезновению вклада кулоновского взаимодействия между дырками, находящимися на ближайших ионах кислорода, в ядро интегрального уравнения для *d*-канала. В результате *d*-волновая сверхпроводимость сохраняется и при большом значении кулоновского отталкивания. Для *s*-канала вклад кулоновского отталкивания

в интегральное уравнение для сверхпроводящей фазы остается. Поэтому сверхпроводимость с таким типом симметрии параметра порядка подавляется кулоновским отталкиванием. Из рисунка видно, что без учета кулоновского отталкивания

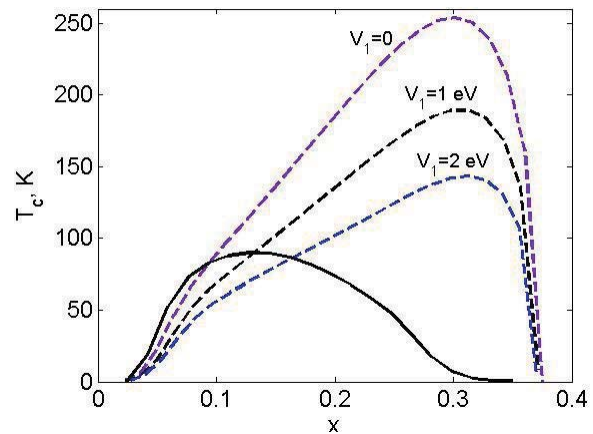


Рис. 1. Концентрационные зависимости критической температуры. Сплошная линия построена для *d*-типа сверхпроводящей фазы, штриховые линии для *s*-фазы при трех значениях V_1

при концентрациях дырок $x \geq 0.1$ реализуется сверхпроводящая *s*-фаза. Включение кулоновского отталкивания приводит к предпочтительности *d*-фазы в окрестности оптимального допирования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (гранты №16-02-00073, №16-02-00304), Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научных проектов №16-42-240435 и №16-42-243056. Работа М.М.К. поддержана грантом Президента РФ (МК-1398.2017.2).

Литература

1. Emery V. J. // Phys.Rev.Lett. 1987. V. 58. P. 2794 .
2. Зайцев Р. О., Иванов В.А. // ФТТ, 1987. Т. 29.С. 2554.
3. Plakida N.M., // High-Temperature Cuprate Superconductors, Springer, Berlin-Heidelberg, 2010.4.
4. Вальков В. В., Валькова Т. А., Дзедзисавили Д. М., Овчинников С. Г. // Письма в ЖЭТФ, 2002. Т. 75, С 450.

Влияние межузельного кулоновского взаимодействия на киральную сверхпроводимость при наличии неколлинеарного спинового упорядочения

В.В. Вальков*, А.О. Злотников§

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

*vzv@iph.krasn.ru, §zlotn@iph.krasn.ru

Показано, что учет межузельных кулоновских корреляций в фазе сосуществования сверхпроводимости d+id-типа симметрии и неколлинеарного 120-ти градусного магнитного порядка на треугольной решетке приводит к примешиванию триплетного кирального инварианта p-типа для сверхпроводящего параметра порядка. Продемонстрировано изменение положения нодальных точек, определяющих условия реализации квантового топологического перехода.

Введение

Известно, что в сверхпроводнике с киральным типом симметрии параметра порядка возможна реализация топологически нетривиальной фазы [1]. Для треугольной решетки с киральным d+id-типом симметрии сверхпроводящей фазы реализуется квантовый топологический переход по концентрации [2]. В работе [3] показано, что при наличии неколлинеарного магнитного порядка со «страйповой» структурой в киральной сверхпроводящей фазе могут быть выполнены условия для реализации краевых майорановских состояний. Это приобретает особое значение, поскольку механизм индуцирования майорановских мод в топологических сверхпроводниках, связанный с неколлинеарным магнетизмом [4, 5], вызывает значительный интерес.

В работе [6] для ансамбля фермионов Хаббарда на треугольной решетке было показано, что при формировании «страйповой» магнитной структуры киральная симметрия сверхпроводящего параметра порядка нарушается. Если же магнитная структура соответствует неколлинеарному 120-ти градусному упорядочению, то однородная фаза сосуществования киральной сверхпроводимости и магнитного порядка ($SC+120^\circ$) становится допустимой. Этот результат свидетельствует о том, что майорановские состояния следует искать именно в такой фазе. Впоследствии для фазы $SC+120^\circ$ в рамках квадратичного гамильтониана были найдены условия реализации майорановских мод [7].

В настоящей работе в рамках t - J модели обсуждается влияние межузельного кулоновского взаимодействия на формирование фазы $SC+120^\circ$ при учете обменных связей в пределах двух координационных сфер.

Обсуждение результатов

На рисунке 1 продемонстрированы концентрационные зависимости температуры возникновения сверхпроводимости с киральной симметрией параметра порядка при наличии 120° магнитного упорядочения для различных значений параметра межузельного кулоновского отталкивания V . Предполагалось, что температура возникновения магнитного порядка намного выше T_c . Параметры $J_1 = 0.5t_1$, $J_2 = 0.06t_1$ являются обменными константами между ближайшими и следующими за ближайшими соседями. Видно, что увеличение межузельного кулоновского отталкивания приводит к ожидаемому подавлению сверхпроводимости.

Влияние межузельных кулоновских корреляций в фазе $SC+120^\circ$ сводится не только к перенормировке спаривательных параметров, но проявляется также в том, что решение для сверхпроводящего параметра порядка представляется в виде линейной суперпозиции киральных инвариантов d- и p-типов:

$$\Delta_p = 2\Delta_{21}\varphi_{21}(p) + 2\Delta_{22}\varphi_{22}(p) + 2\Delta_{11}\varphi_{11}(p),$$

где функции φ_{21} , φ_{22} определяют киральные инварианты d-типа для первой и второй координационных сфер треугольной решетки соответственно, а φ_{11} – киральный инвариант p-

типа, отвечающий спариваниям между ближайшими соседями. Примешивание инварианта Φ_{11} свидетельствует об индуцировании триплетных спариваний и проявляется только при одновременном учете межузельного кулоновского отталкивания и неколлинеарного магнетизма.

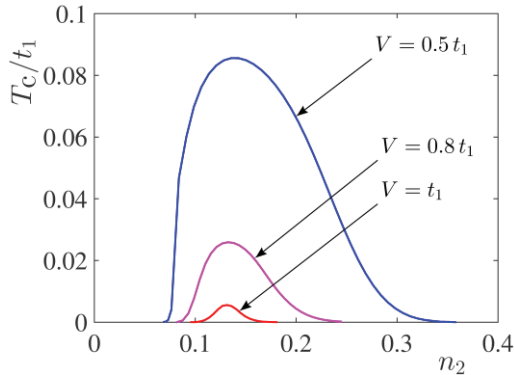


Рис. 1. Зависимость температуры перехода в фазу сосуществования киральной сверхпроводимости и 120° спинового упорядочения от концентрации для различных значений параметра V межузельного кулоновского отталкивания, $J_1 = 0.5t_1$, $J_2 = 0.06t_1$, t_1 – параметр перескока

Увеличение параметра V приводит к уменьшению аномальной амплитуды Δ_{21} . При $V = V_c = 2J_1$ амплитуда Δ_{21} обращается в нуль и сверхпроводимость в системе возможна только за счет обменного взаимодействия во второй координационной сфере. При дальнейшем увеличении V $\Delta_{21} < 0$ и сверхпроводимость в системе полностью подавляется.

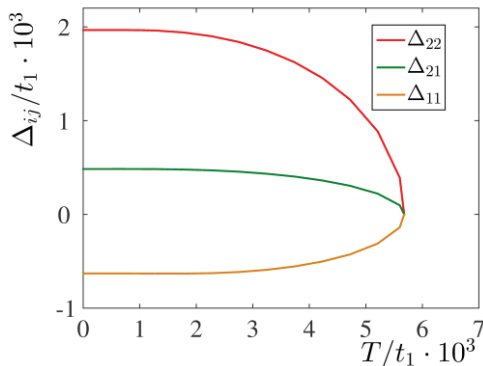


Рис. 2. Зависимость амплитуд кирального сверхпроводящего параметра порядка от температуры для параметров $J_1 = 0.5t_1$, $J_2 = 0.06t_1$, $V = 0.96t_1$, $n_2 = 0.12$

Поведение амплитуды Δ_{11} сложнее. В широкой области параметров и концентраций $\Delta_{11} < 0$. С ростом V величина Δ_{11} сначала увеличивается по модулю, а затем начинает уменьшаться. Отрицательное значение Δ_{11} означает, что при неколлинеар-

ном магнитном упорядочении открывается дополнительный канал подавления сверхпроводимости за счет кулоновского отталкивания. Однако величина амплитуды довольно мала (см. рисунок 2), в результате значение температуры T_c в основном определяется другими вкладками.

На рисунке 3 показана модификация нодальных точек сверхпроводящего параметра порядка за счет примешивания кирального инварианта р-типа при учете межузельного кулоновского взаимодействия.

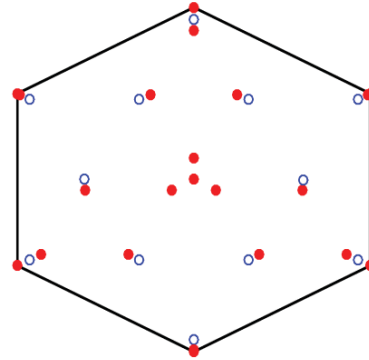


Рис. 3. Нодальные точки сверхпроводящего параметра порядка при учете кирального инварианта р-типа (темные точки) и без его учета (светлые точки)

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, Правительства Красноярского края и Краевого фонда науки (проекты № 16-02-00073-а, 16-42-243057-р-мол-а), а также в рамках гранта Президента РФ МК-1398.2017.2.

Литература

1. G.E. Volovik // Письма в ЖЭТФ, Т. 66, 492 (1997).
2. В.В. Вальков, Т.А. Валькова, В.А. Мицкан // Письма в ЖЭТФ, Т. 102, 399 (2015).
3. Y.-M. Lu, Z. Wang // Phys. Rev. Lett., V. 110, 096403 (2013).
4. A. Gupta, D. Sa // Solid State Commun., V. 203, 41 (2015).
5. A.M. Black-Schaffer, K. Le Hur // Phys. Rev. B, V. 92, 140503 (2015).
6. В.В. Вальков, А.О. Злотников // Письма в ЖЭТФ, Т. 104, 512 (2016).
7. V.V. Val'kov, A.O. Zlotnikov, A.D. Fedoseev, M.S. Shustin // J. Magnetism Magnetic Materials, DOI: 10.1016/j.jmmm.2016.12.093 (2016).

Неоднородные сверхпроводящие состояния в самосогласованной теории Боголюбова – де Жена для цепочки Китаева

Н.К. Вдовичева¹, И.А. Шерешевский^{1,*}, А.С. Мельников¹

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

*ilya@ipmras.ru

Целью настоящей работы является исследование решений уравнений самосогласования для параметра порядка в цепочке Китаева [1] с учетом влияния низкоэнергетических квазичастичных уровней, известных как Майороновские состояния. Основное внимание мы уделяем математическим и численным проблемам, связанным с уравнениями самосогласования. Мы приводим, в частности, операторную запись уравнений самосогласования и вытекающие из нее и абстрактных теорем о неподвижной точке условия существования решений. Предложен и реализован численный алгоритм решения уравнений самосогласования, основанный на операторном представлении и чебышевском разложении функций от оператора [2,3]. Численно найдены семейства неоднородных решений для параметра порядка типа «кинк» и исследована зависимость свободной энергии этих решений от положения кинка.

Прогресс в современной нано технологии открывает путь для создания и применения экзотических сверхпроводящих состояний в различных низкоразмерных системах. Среди таких состояний большое внимание в последнее время привлекают локализованные квазичастичные состояния в одномерных сверхпроводниках с p -спариванием. Для теоретического изучения таких систем часто используется так называемая модель цепочки Китаева [1]. В многих случаях решение соответствующих уравнений Боголюбова – де Жена может быть получено без использования уравнений самосогласования для функции, описывающей сверхпроводящую щель, поскольку предполагается, что в экспериментах сверхпроводимость в квазиодномерных проволоках индуцирована контактом с объемным сверхпроводником. Однако при рассмотрении систем типа полупроводниковых проволок на тонкой сверхпроводящей пленке или проволок с внутренним p -спариванием необходимо принимать во внимание уравнения самосогласования для функции сверхпроводящей щели.

В данной работе рассматривается модель сверхпроводящей проволоки с p -спариванием, известная как модель Китаева [1]. Уравнение самосогласования для параметра порядка в этой модели может быть сведено к задаче о нахождении неподвижной точки сильно нелинейного отображения N -мерного пространства в себя. Это отображение выражается через функцию [6] от оператора Боголюбова – де Жена, зависящего от параметра порядка - сверхпроводящей щели. Анализ спектра этого оператора пока-

зывает, что рассматриваемое отображение является на самом деле отображением в себя шара, радиус которого зависит от константы связи, в себя. Известная теорема Брауэра [4] о неподвижной точке утверждает, что в этом случае такая точка обязательно существует. Однако в рассматриваемом случае это утверждение оказывается тривиальным, поскольку нетрудно убедиться в том, что уравнение самосогласования всегда имеет нулевое решение. Существование ненулевых решений вытекает из более тонкой теоремы Лефшеца [5] в случае, когда нулевое решение становится неустойчивым. Можно показать, что это обязательно происходит при достаточно низкой температуре. Однако эти результаты ничего не говорят о числе неподвижных точек, или другими словами, о числе метастабильных состояний цепочки Китаева. Для ответа на этот вопрос мы предприняли численное исследование самосогласованных уравнений Боголюбова – де Жена.

Численное решение уравнения самосогласования проводилось итерационным методом. Наиболее ресурсоемким этапом на этом пути оказывается вычисление функции от оператора. В традиционном подходе для этого необходимо решать полную спектральную задачу для оператора БДЖ на каждом шаге итерационной процедуры. Мы применили другой метод, основанный на представлении функции от оператора в виде разложения по полиномам Чебышева [2,3]. Полученные результаты проиллюстрированы на рис.1-3. На рис.1 показана структура квазиодномерного самосогласованного состояния, к

которому сходится итерационный процесс с начальными условиями в виде константы. Начальные условия в виде прямоугольного кинка с центром в некотором узле цепочки позволяют найти другие решения уравнения самосогласования при тех же параметрах. Пример такого решения показан на рис.2. Для анализа физических свойств найденных решений мы вычислили зависимость их свободной энергии от положения кинка. Результаты представлены на рис.3. Они показывают, в частности, что энергия слабо зависит от положения кинка и мало отличается от энергии квазиоднородного состояния. В то же время кинк не может находиться слишком близко к концу цепочки.

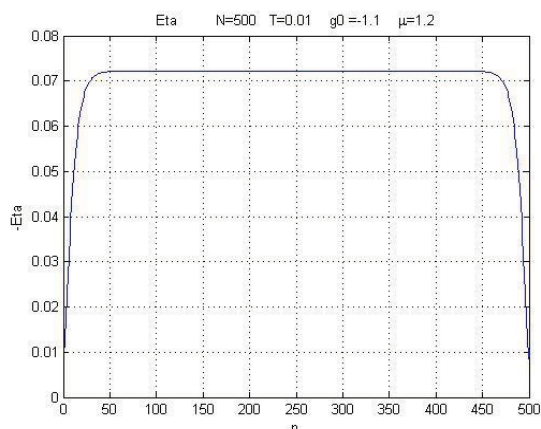


Рис. 1. Квазиоднородное самосогласованное решение для цепочки Китаева из 500 узлов

Работа частично поддержана РФФИ.

Литература

1. Kitaev A.Yu. 2001, Unpaired Majorana fermions in quantum wires, *Usp. Fiz. Nauk(Suppl.)*. Vol. 171 (10).
2. В.И.Дружкин, Л.А.Книзерман 1989, Два полиномиальных метода вычисления функций от симметрических матриц, *Журнал вычислительной математики и математической физики*, Т. 29, с. 1763-1776.
3. Nagai Y., Shinohara Y., Futamura Y., Ota Y., Sakurai T., 2013, Numerical construction of a low-energy effective Hamiltonian in a self-consistent Bogoliubov-de Gennes approach of superconductivity, *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 82 p. 094701.
4. В.И.Данилов, 2006, Лекции о неподвижных точках, Российская школа экономики, Москва.
5. A. Dold, 1972, *Lectures on algebraic topology*, Springer Berlin Heidelberg New York.
6. Н.И.Ахиезер, И.М.Глазман, 1966, *Теория Линейных операторов в Гильбертовом пространстве*, Наука, Москва.
7. Н.К. Вдовичева, А.С. Мельников, И.А. Шерешевский, программа «Численное решение самосогласованных уравнений Боголюбова-де Жена для дискретной модели сверхпроводящей проволоки (Kitwire)», Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № 2016610053 от 11.01.2016.

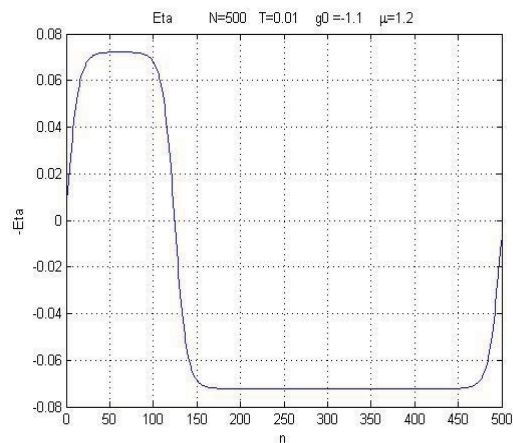


Рис. 2. Самосогласованное решение типа несимметричный кинк цепочки из 500 узлов

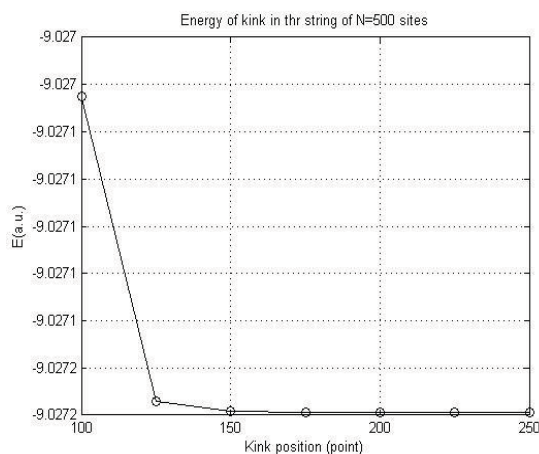


Рис. 3. Зависимость свободной энергии от положения кинка в цепочки Китаева из 500 узлов

Структура магнитного потока в магнитных сверхпроводниках

Л.Я. Винников^{1,*}, И.С. Вещунов^{2,3}, В.С. Столяров²

1 Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Академика Осипяна, 2, Черноголовка, 142432.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701,

3 Department of Applied Physics, The University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan .

*vinnik@issp.ac.ru,

Методом декорирования и магнитно-силовой микроскопии (MCM) исследована структура магнитного потока в сверхпроводниках с анти- ферромагнитным упорядочением в монокристаллах редкоземельных (*Re*) борокарбидов ($ReNi_2B_2C$) и $EuFe_2As_2$, легированных фосфором. Обнаружены обусловленные магнитными переходами доменные структуры, природа которых обсуждается. Впервые наблюдалась структура спонтанного магнитного потока в сверхпроводящих монокристаллах $EuFe_2(As_{0.8}P_{0.2})_2$

Введение

Сосуществование сверхпроводимости и магнетизма интригующая проблема физики твёрдого тела. Наибольший прогресс в теории [1] и эксперименте [2] достигнут для искусственных слоистых гибридных систем (S/F). Микроструктура магнитного потока в объёме сверхпроводящей фазы наименее изучена. В работе приведены результаты наблюдения микроструктур магнитного потока в монокристаллах $ErNi_2B_2C$, с температурой сверхпроводящего перехода $T_{SC}=10K$, антиферромагнитного перехода $T_N=6K$ и ферромагнитного с $T_C\sim 2.7K$ [3], а также для серии монокристаллов $EuFe_2(As_{1-x}P_x)_2$ с концентрацией фосфора $P_x=0,13$ ($T_N=18K$); $P_x=0,2$ ($T_{SC}=25K$ и $T_C\sim 17K$) и $P_x=0,25$ ($T_C\sim 17K$).

Результаты и обсуждение

Методами декорирования [4] и MCM исследовалась поверхность (001) монокристаллов борокарбидов и железосодержащих сверхпроводников $EuFe_2(As_{1-x}P_x)_2$, выращенных из расплава. На монокристаллах $ErNi_2B_2C$ при температурах ниже $T_N=6K$ методом декорирования наблюдались доменные границы антиферромагнитной фазы, ориентированные вдоль $\langle 110 \rangle$. Также наблюдались вихревые структуры, косвенно свидетельствующие о существовании доменной структуры слабо ферромагнитной фазы со следами доменных границ по $\langle 100 \rangle$ [3]. Наибольший интерес представляет структура магнитного потока в монокристаллах, где в зависимости от концентрации фосфора реализуются либо только антиферромагнитный (и структурный) переходы ($x < 0.15$), либо только ферромагнитный переход ($x > 0.22$), а при $x \sim 0.2$ предполагается сосуще-

ствование сверхпроводимости и ферромагнетизма [4].

На рис.1 представлены результаты магнитных измерений для монокристалла $EuFe_2(As_{0.8}P_{0.2})_2$, свидетельствующие о существовании сверхпроводящего перехода при $T_{SC}=25K$ и ферромагнитного перехода с ($T_C\sim 17K$). Методом MCM при температурах ниже $T_C\sim 17K$ на этом монокристалле впервые наблюдалась доменная структура в сверхпроводящем состоянии и исчезала при отогреве выше $17K$ [5].

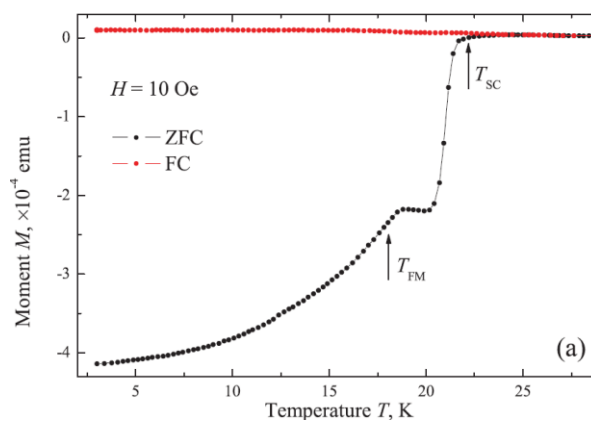


Рис. 1. Зависимость намагниченности от температуры, измеренная в режиме замороженного потока (FC) и в нулевом магнитном поле (ZFC) параллельном оси *c* кристалла $EuFe_2(As_{0.8}P_{0.2})_2$

На Рис.2 представлены микроструктуры, наблюдаемые методом декорирования, для разных концентрациях фосфора в монокристаллах фосфора $EuFe_2(As_{1-x}P_x)_2$. Для малых концентрациях фосфора Рис. 2, а ($x=0,13$) обнаружены доменные структуры с доменными границами антиферромагнитной фазы

в плоскостях типа $\{110\}$, аналогичные ранее наблюдаемым в монокристаллах $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ [3]. Для больших концентраций фосфора (Рис.2, в $x=0,25$) характерны доменные структуры ферромагнетика с одноосной анизотропией и картиной ветвления доменов[6]. Рис. 2, б демонстрирует доменную структуру в сверхпроводящем состоянии. Предполагается, что светлые и тёмные области (домены) соответствуют доменам смешанного состояния, в которых абрикосовские вихри направлены в противоположные стороны в соседних доменах. Теоретически такая возможность рассмотрена в работе [1]. Согласно модели, тип и характер доменной структуры, образующейся в ферромагнитном сверхпроводнике, зависят от соотношения конкретных параметров (магнитных и сверхпроводящих): спонтанной намагниченности в домене (M), глубины проникновения (λ), нижнего

критического поля (H_{c1}) и геометрии образца. Экспериментальное определение этих параметров и изучение тонкой структуры доменов позволят прояснить механизм сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма. На рис.2, б отдельные вихри не разрешаются, поскольку ожидаемая индукция внутри доменов порядка 0,9 Тл при гелиевых температурах, а разрешение метода декорирования по индукции меньше 0,2 Тл [6]. Основным результатом настоящей работы представляется наблюдение структуры спонтанного магнитного потока в сверхпроводящем объёмном монокристалле при охлаждении в нулевом магнитном поле и её исчезновении при нагреве выше $T_{FM}=18\text{K}$. Впервые в объёмных монокристаллах со существованием сверхпроводящего и ферромагнитного упорядочения обнаружена доменная структура.

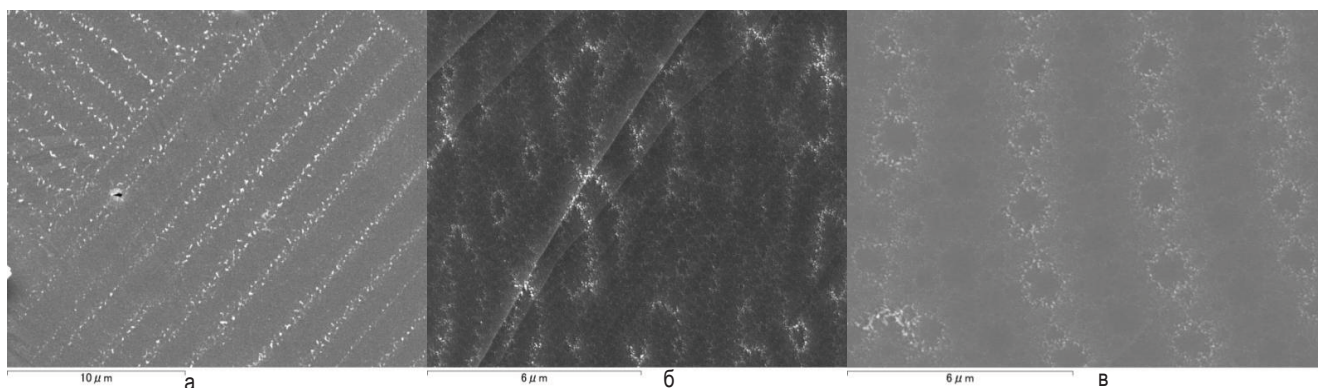


Рис. 2. Структура магнитного потока в монокристаллах $\text{EuFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ в магнитном поле $H=20$ Э при температуре $T=7\text{K}$, наблюдаемая методом декорирования на плоскости (001) : а) для $x=0,13$ - доменная структура в антиферромагнитном состоянии; б) для $x=0,2$ - доменная структура в сверхпроводящем и ферромагнитном состоянии; в) для $x=0,25$ - доменная структура в ферромагнитном состоянии

Авторы благодарны В.В. Рязанову, Л.С. Успенской и С.И. Божко за плодотворные дискуссии и выражают благодарность РФФИ (грант # 16-3260133 мол.-а-дк и #16-32-00309 мол-а) и Минобрнауке (грант 14.Y26.31.0007) за поддержку при проведении МСМ исследований. Л.Я.В. благодарен за поддержку гранта Президиума РАН «Современные проблемы физики низких температур».

Литература

1. I.M. Khaymovich, A.S. Mel'nikov and A.I. Buzdin, // *Physical Review B*, V. 89, 094524 (2014).
2. M. Ivarone, A. Scarfato, F Bobba *et al.* // *Physical Review B*, V. 89, 214502 (2014)
3. I. S. Veschunov, L. Ya. Vinnikov, S. L. Bud'ko *et al.* // *Physical Review B*, V. B 76, 174506 (2007)
4. T. Adachi, Y. Nakamatsu, T. Kobayashi *et al.* // *Phys. Soc. Jpn.*, V.85, 063705 (2016)
5. И.С. Вещунов, Л.Я.Винников, В.С. Столяров и др., «Письма в ЖЭТФ» т.105 вып.2, стр.87 янв. (2017)
6. L.Ya.Vinnikov, T.L. Barkov, P.C. Canfield, *et al.* // *Physical Review B*, V. B 64, Rapid Comm. 220 5089R), (2001)

Оптимальные параметры сверхпроводящего материала для использования в счетчиках одиночных фотонов

Д.Ю. Водолазов

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

vodolazov@ipmras.ru

Теоретически показано, что сверхпроводящие пленки, сделанные из материала с коэффициентом диффузии $D \ll 1 \text{ см}^2/\text{с}$ и отношением электронной и фононной теплоемкостей $C_e/C_{ph}|T_c \gg 1$, переходят в резистивное состояние после поглощения одиночного фотона оптического или ближнего инфракрасного диапазонов, когда ток в пленке не превышает 50 % от тока распаривания. Сверхпроводящие полосы с большим коэффициентом диффузии, либо малым отношением $C_e/C_{ph}|T_c \ll 1$ способны детектировать одиночные фотоны только при токах, близких к току распаривания.

Используя кинетические уравнения для квазичастиц (электронов) и фононов решена задача о распределении энергии поглощенного фотона оптического и ближнего инфракрасного диапазонов между электронной и фононной подсистемами тонкой сверхпроводящей полосы, а также формирования в ней горячего пятна — области с неравновесными (горячими) электронами. Расчет проводился в диффузионном пределе при учете полной формы электрон-фононного, фонон-электронного и электрон-электронного столкновительных интегралов. На начальном этапе, на масштабе времени меньшем характерного времени подавления модуля сверхпроводящего параметра порядка $\tau_{|\Delta|} \sim \hbar/|\Delta|$ (\hbar — постоянная Планка) пренебрегалось подавлением $|\Delta|$ и решалась пространственно однородная задача в области с характерным размером $\xi^2 d$, где d — толщина пленки, $\xi \sim (D\tau_{|\Delta|})^{1/2}$ — длина когерентности. Результаты численного расчета показывают, что при достаточно большом отношении $C_e/C_{ph}|T_c \gg 1$ (C_e — электронная теплоемкость, C_{ph} — фононная теплоемкость, T_c — критическая температура сверхпроводника) большая часть энергии фотона идет в электронную подсистему. Если при этом коэффициент диффузии достаточно мал — $D \ll 1 \text{ см}^2/\text{с}$, то электроны термализуются (их функция распределения становится ферми-дираковской с эффективной температурой T_e большей равновесной температуры T) за время меньшее одной пикосекунды (сравнимо с $\tau_{|\Delta|}$). Это приводит к наибольшему подавлению $|\Delta|$ в области горячего пятна на временах $t > \tau_{|\Delta|}$, когда рост горячего пятна происходит за счет диффузии горячих электронов. На этих временах расчет динамики неравновесных квазичастиц (электронов) и фононов, а также динамики $|\Delta|$

осуществлялся с помощью двухтемпературной модели (электронная и фононная подсистемы имеют свои температуры, отличные от равновесной), а также модифицированного нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау. Моделирование показало, что неустойчивость сверхпроводящего состояния связана с возникновением пары вихрь-антивихрь (когда пятно находится далеко от края пленки), либо входа вихря в область горячего пятна (когда пятно находится вблизи края пленки). Под действием тока вихри двигаются поперек пленки, в сверхпроводнике возникает электрическое поле и джоулев разогрев. Данный разогрев может приводить к появлению и росту нормального домена в пленке, если реализуется режим заданного тока. Однако растущий домен возникает только при достаточно больших токах, когда уход тепла в подложку меньше, чем джоулев разогрев сверхпроводника. В результате, при достаточно низких токах появление движущихся вихрей в области горячего пятна не приводит к появлению растущего нормального домена и напряжение на детекторе оказывается малым, ниже уровня шумов, что не позволяет судить об акте поглощения фотона.

На рисунке 1 показана зависимость тока детектирования I_{det} (при данном токе в сверхпроводнике возникает растущий нормальный домен) от места поглощения фотона в пленке. В модели предполагалось, что поглощенный фотон нагрел электроны и фононы в области $\sim \xi^2 d$ до температуры $T_{init} > T$, зависящей от энергии фотона. При большой энергии фотона (большой T_{init}) вихри возникают при токе $I_{vort} < I_{det}$, при малой энергии фотона $I_{vort} = I_{det}$. В рамках предложенной модели все поглощенные фотоны приводят к большому напряжению на сверхпро-

воднике при токе $I > I_{det}^{max}$. Зависимость I_{det}^{max} от энергии фотона для двух сверхпроводящих материалов NbN и WSi приведена на рис. 2. Для сверхпроводников с малым значением параметра $\gamma \sim C_e/C_{ph}|T_c \leq 1$ детектирование фотона с энергией порядка 1 eV (длина волны ~ 1200 нм) возможно только при токах близких к току распаривания.

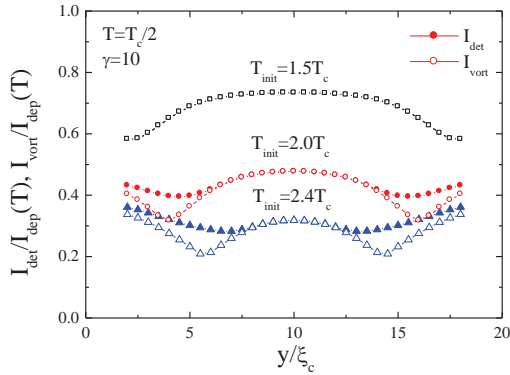


Рис. 1. Зависимость тока детектирования I_{det} и тока появления вихрей I_{vort} от места поглощения фотона в пленке. $T_{init}=1.5 T_c$ соответствует поглощению фотона с энергией $E_{photon} \sim 30.5 E_0 \xi_c^2 d \sim 0.38$ eV, ($T_{init}=2.0 T_c \rightarrow E_{photon} \sim 83.8 E_0 \xi_c^2 d \sim 1.04$ eV, $T_{init}=2.4 T_c \rightarrow E_{photon} \sim 162 E_0 \xi_c^2 d \sim 2.0$ eV) для параметров NbN полоски из [1]. Здесь $\xi_c = \hbar D / k_B T_c$, $E_0 = 4N(0)(k_B T_c)^2$, параметр $\gamma = 8\pi^2 C_e / C_{ph} |T_c / 5 \sim 15.8 C_e / C_{ph} |T_c$

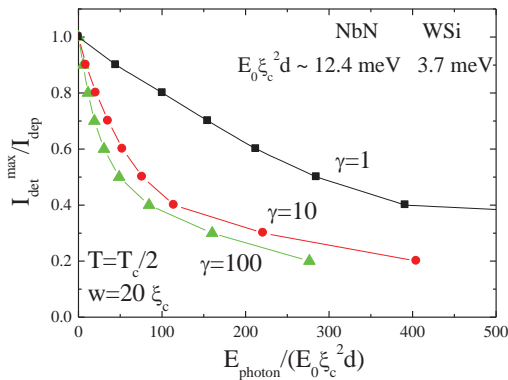


Рис. 2. Зависимость тока детектирования от энергии фотона для различных значений параметра $\gamma \sim C_e/C_{ph}|T_c$. Параметры NbN и WSi материалов взяты из работ [1,2]. Для NbN $\gamma \sim 9$, для WSi $\gamma \sim 89$. Ширина пленки $w=20 \xi_c$

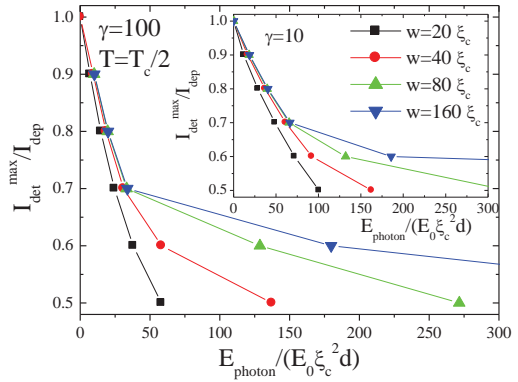


Рис. 3. Зависимость тока детектирования от энергии фотона для материала с $\gamma=100$ и различных ширин пленок

Кроме того, было показано, что даже широкая полоска, с шириной микрон и больше, способна детектировать одиночные фотоны с энергией порядка 1 eV. Из рисунка 3 видно, что при токе большем $\sim 70\%$ от тока распаривания I_{dep} , ток детектирования не зависит от ширины полоски.

Подробные результаты исследования приведены в [3].

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, грант N 15-42-02365.

Литература

1. A. Engel, A. Aeschbacher, K. Inderbitzin, A. Schilling, K. P'in, M. Hofherr, M. Siegel, A. Semenov, and H.-W. Hubers, Tantalum nitride superconducting single-photon detectors with low cut-off energy, Appl. Phys. Lett. V. 100, 062601 (2012).
2. M. Sidorova, A. Semenov, A. Korneev, G. Chulkova, Yu. Korneeva, M. Mikhailov, A. Devizenko, A. Kozorezov, G. Goltsman, Electron-phonon relaxation time in ultrathin tungsten silicon film, arXiv:1607.07321.
3. D. Yu. Vodolazov, Theory of single photon detection by 'dirty' current-carrying superconducting-strip based on the kinetic equation approach, arXiv:1611.06060.

Распределение функций спаривания в различных режимах переключения сверхпроводящего спинового клапана

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

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

2 Физико-Технический институт РАН им. Е.К. Завойского, ул. Сибирский Тракт 10/7, Казань 420029, Россия

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

4 МФТИ, Институтский пер., 9, Долгопрудный 141700, Россия

5 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 трехслойной гетероструктуры SF1F2 (S — синглетный сверхпроводник, F1 и F2 — ферромагнитные металлы), в которой дальнедействующая триплетная компонента сверхпроводящего спаривания образуется при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев. Проанализированы различные режимы переключения спинового клапана (прямой, триплетный и инверсный) и особенности распределения по слоям спин-синглетной и спин-триплетных компонент сверхпроводящего спаривания в этих режимах, чтобы выяснить какая из компонент и как может влиять на температуру сверхпроводящего перехода T_c .

Введение

Исследована критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c трехслойной гетероструктуры SF1F2 (S — синглетный сверхпроводник, F1 и F2 — ферромагнитные металлы, рис. 1), в которой дальнедействующая триплетная компонента сверхпроводящего спаривания образуется при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев [1].

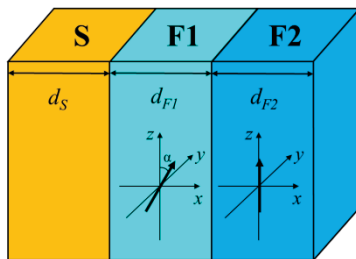


Рис. 1. Трехслойная гетероструктура SF1F2. Граница контакта SF1 соответствует $x = 0$. Жирные стрелки в F слоях обозначают направления обменных полей \mathbf{h} , лежащих в плоскости (y, z) . Угол между направлениями обменных полей α

Для вычисления T_c как функции параметров трехслойной структуры конечных размеров был применен асимптотически точный численный метод (многомодовый метод, а также метод фундаментального решения) [2].

Ранее в работе [3] было показано, что T_c полубесконечной гетероструктуры SF1F2 может быть немонотонной функцией угла α между намагниченностями двух ферромагнитных слоев в противоположность монотонному поведению $T_c(\alpha)$, полученному для FSF модели сверхпроводящего спинового вентиля [4].

В работе [5] было обнаружено существование в FFS структуре аномальной зависимости спин-триплетных корреляций от угла α в баллистическом случае (толщины слоев много меньше длины когерентности материалов этих слоев).

В настоящей работе рассмотрено распределение амплитуд спин-синглетных и спин-триплетных парных корреляций как функции толщин слоев при различных углах α между намагниченностями в SF1F2 структуре, чтобы выяснить которое из распределений и каким образом влияет на сверхпроводящую температуру перехода T_c .

Результаты и обсуждение

SF1F2 структура исследована в грязном пределе, который описывается уравнениями Узаделя. Задача вычисления T_c сводится к системе уравнений для синглетной компоненты f_0 в S слое. Эта система уравнений включает в себя уравнение самосогласования

$$\Delta \ln \frac{T_{cs}}{T_c} = 2\pi T_c \sum_{\omega > 0} \left(\frac{\Delta}{\omega} - f_0 \right), \quad (\phi 1)$$

и уравнение Узаделя

$$\frac{D}{2} \frac{d^2 f_0}{dx^2} - \omega f_0 + \Delta = 0, \quad (\phi 2)$$

с граничными условиями [3-5]:

$$\left. \frac{df_0}{dx} \right|_{x=-d_s} = 0, \quad -\xi_s \left. \frac{df_0}{dx} \right|_{x=0} = W f_0 \Big|_{x=0}. \quad (\phi 3)$$

Результат численных расчетов T_c как функции взаимной ориентации намагниченностей F слоев (триплетный режим переключения спинового клапана) представлен на рис. 2.

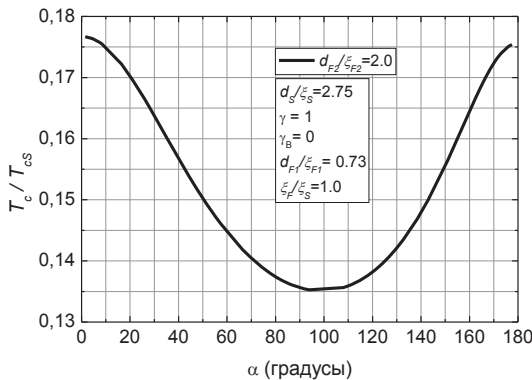


Рис. 2. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c от угла α между намагниченностями F слоев

При температурах несколько выше минимальной температуры возможно переключение между нормальным и сверхпроводящим состояниями при относительно небольшом изменении угла α между намагниченностями F-слоев – эффект триплетного спинового клапана. Изменение T_c при изменении угла между намагниченностями ферромагнитных слоев сопровождается изменением соотношений между амплитудами различных компонент сверхпроводящего спаривания: синглетной компоненты f_0 , триплетной компоненты f_3 с нулевой проекцией на ось z и триплетной компоненты f_2 с проекцией ± 1 на ось z . Максимум дальнедействующей триплетной компоненты сверхпроводящего спаривания f_2 наблюдается при ортогональной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев. Распределение всех компонент сверхпроводящего спаривания по слоям гетероструктуры при ортогональной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев представлено на рис. 3.

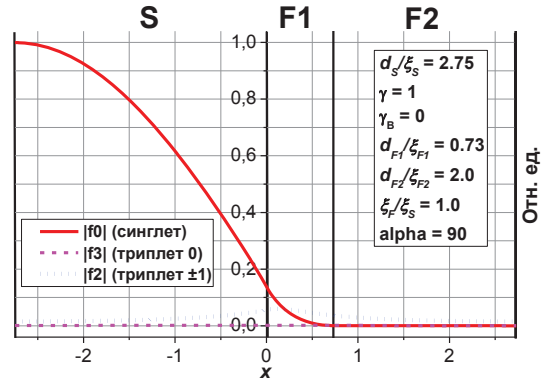


Рис. 3. Распределение спин-синглетной и спин-триплетных компонент сверхпроводящего спаривания

Исследованы также другие режимы переключения спинового вентиля: прямой — температура сверхпроводящего перехода T_c при параллельной ориентации меньше чем при антипараллельной, и инверсный — температура сверхпроводящего перехода T_c при параллельной ориентации больше чем при антипараллельной. Проведен анализ распределения по слоям спин-синглетной и спин-триплетных компонент сверхпроводящего спаривания в этих режимах при различных ориентациях намагниченностей ферромагнитных слоев.

Благодарности

Работа была поддержана проектами РФФИ 16-02-01171-а, 14-02-31002-mol_a, 15-32-20362-bel_a_ved, DFG HO 955/9-1 и Программой повышения конкурентоспособности Казанского федерального университета.

Литература

1. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov // *Reviews of Modern Physics*, V. 77, 1321–1373 (2005).
2. Ya.V. Fominov, N.M. Chchelkatchev, A.A. Golubov // *Physical Review B*, V. 66, 014507 (2002).
3. 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).
4. Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov // *JETP Letters*, V. 77, 510–515 (2003).
5. T.Yu. Karminskaya, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov // *Physical Review B*, V. 84, 064531 (2011).

Генерация бегущих волн в массивах низкотемпературных джозефсоновских контактов

М.А. Галин^{1,2*}, А.М. Клушин¹, В.М. Краснов², И.А. Шерешевский¹,
Н.В. Вдовичева¹, В.В. Курин¹

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

2 AlbaNova University Center, Stockholm University, SE-106 91 Stockholm, Sweden.

*galin@ipmras.ru

Проведено измерение углового распределения мощности излучения ниобиевых джозефсоновских контактов, соединённых в цепочки с размерами, превышающими длину волны. В качестве детектора использовался кристалл антимонида индия. Также выполнены численные расчёты методом FDTD диаграммы направленности цепочки контактов, описываемых резистивной моделью. Анализ экспериментальных данных и численных расчётов указывает на возможность возбуждения в массивах джозефсоновских контактов бегущих волн, ориентированных преимущественно вдоль подложки.

Введение

Идея применения джозефсоновских контактов для генерации высокочастотного (ВЧ) излучения возникла сразу после открытия нестационарного эффекта Джозефсона. Было очевидно, что необходимо использовать массивы из сотен или тысяч джозефсоновских контактов, чтобы добиться генерируемой мощности, необходимой для практических приложений. Ранее синхронизация контактов обеспечивалась благодаря тому, что размер массива не превышал длину волны излучения, в результате ВЧ ток во всех контактах осциллировал в фазе [1]. В настоящее время ставится задача увеличения мощности излучения, генерируемой контактами в терагерцовом диапазоне, до значений порядка нескольких милливатт, что позволит конкурировать сверхпроводящим схемам с полупроводниковыми приборами и квантовыми каскадными лазерами [2]. Для этого количество контактов в массиве должно составлять порядка $10^4 - 10^5$. С учётом плотности размещения ниобиевых контактов, являющихся наиболее перспективными среди планарных переходов, размер такой схемы будет достигать ~ 1 см, что соответствует примерно 30 длинам волн терагерцового диапазона. Это означает, что на динамику джозефсоновских контактов в больших массивах будут влиять эффекты фазовой задержки. В [3] теоретически предсказано, что в подобных джозефсоновских системах может возбуждаться бегущая волна, которая будет синхронизовывать контакты.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования джозефсоновских систем, размеры которых превышают рабочую длину волны. Полученные результаты указывают на возможность реализации в больших массивах джозефсоновских контактов режима бегущей волны. В данном режиме все контакты находятся в одинаковых электродинамических условиях, т. е. когерентно осциллируют с возбуждаемой волной, прижатой к подложке.

Измерения

Исследованные образцы представляют собой одномерные цепочки планарных джозефсоновских контактов на основе ниобия, выполненных на подложке из низкоомного кремния. Проведено измерение 2 образцов, состоящих из 6972 и 9000 последовательно соединённых контактов. На подложке они занимают площадь примерно 5×5 мм. В качестве детектора использовался кристалл антимонида индия (InSb) размером 3×2 мм.

Образец с джозефсоновскими контактами крепился на металлической вращающейся плите в измерительном зонде, который погружался в криогенную установку с замкнутым циклом. Детектор располагался напротив образца на расстоянии 10 мм. Измерительная система позволяла вращать образец вокруг оси, проходящей в плоскости подложки, в широком диапазоне углов. В качестве сигнала измерялось сопротивление кристалла при нулевом токе смещения, причём уменьшение этой величины (от-

носителю начального значения в отсутствие излучения) пропорционально регистрируемой мощности.

На рис. 1 представлена угловая зависимость сигнала при измерении на образце с 6972 контактами. Напряжение смещения на цепочке контактов соответствовало частоте генерации 130.2 ГГц. Как видно из рис. 1, на измеренной зависимости имеется множество лепестков различной амплитуды и ширины. Максимальная мощность излучения наблюдается при углах около 60° . Для образца с 9000 контактами была получена похожая зависимость с максимумом сигнала около 45° . Полученный результат согласуется с предположением о возбуждении бегущих волн в массиве джозефсоновских контактов [3]. Наблюдаемые лепестки могут соответствовать различным модам бегущей волны, которые распространяются преимущественно под ма-

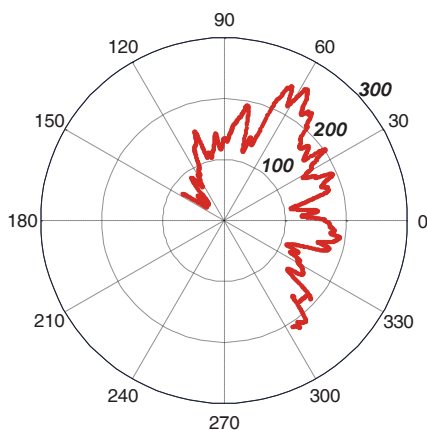


Рис. 1. Сигнал на детекторе (Ом) в зависимости от углового положения детектора относительно образца. Угол отсчитывается от нормали к плоскости подложки

Численные расчеты

Моделируемая джозефсоновская система аналогична однопроводной антенне бегущей волны. Схема содержит 5 точечных джозефсоновских контактов, описываемых резистивной моделью. Контакты расположены на прямой линии и соединены последовательно тонкими идеальными проводниками. Параллельно, с разных сторон, к схеме подключены два источника тока. Вся цепь расположена на подложке с размером 2×0.3 мм и диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 10$. Расчёт диаграммы направленности основан на методе FDTD и самосогласованном решении нелинейных уравнений джозефсоновских контактов. Диаграмма направленно-

сти на частоте, соответствующей джозефсоновской генерации, рассчитывается стандартным методом трансформации ближнего поля в дальнее.

На рис. 2 представлена диаграмма направленности, рассчитанная при частоте генерации 705 ГГц. Как видно из рис. 2, зависимость несимметрична, имеет большой главный лепесток, который ориентирован под небольшим углом к линии расположения контактов, а также несколько побочных лепестков, направленных в различные стороны. Из полученного результата следует, что излучение направлено преимущественно вдоль джозефсоновских переходов. Рассчитанная диаграмма имеет сходство с результатами измерений (ср. с рис. 1), т. е. подтверждает гипотезу о возбуждении бегущих волн в сверхразмерных джозефсоновских системах [3].

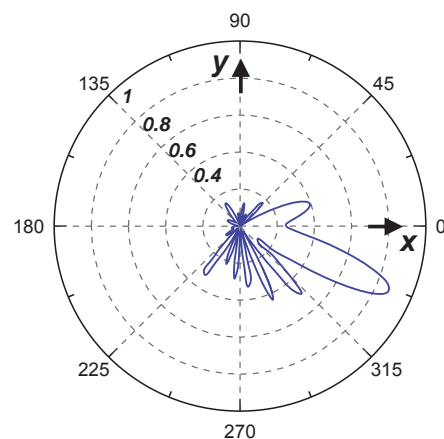


Рис. 2. Диаграмма направленности джозефсоновской антенны. Контакты расположены вдоль оси x , подложка лежит в плоскости zx

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-32-00686, и при поддержке шведского фонда по международному сотрудничеству в научных исследованиях и высшем образовании. Авторы благодарят за частичную поддержку гранты РФФИ № 15-02-05793, РФФИ № 15-42-02469, грант РНФ № 15-12-10020.

Литература

1. S. Han, B. Bi, W. Zhang and J. E. Lukens. // Appl. Phys. Lett., V. 64, 1424 (1994).
2. M. Tonouchi // Nature Photonics, V. 1, 97 (2007).
3. В. В. Курин, Н. К. Вдовичева, И. А. Шерешевский // Изв. ВУЗ. Радиофизика, Т. 59, 1030 (2016).

Микроволновой отклик тонкопленочных ферромагнетиков и взаимодействие с джозефсоновскими модами распределенных сверхпроводящих туннельных контактов

И.А. Головчанский^{1,2}, Н.Н. Абрамов², В.В. Больгинов^{2,3}, В.С. Столяров^{1,3},
В.В. Голубов^{1,4}, В.В. Устинов^{2,5}, В.В. Рязанов^{2,3,*}

1 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701.

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

3 Институт физики твердого тела РАН, ул.Академика Осипьяна, д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432.

4 Университет Твенте, 7522 NB Энсхеде, Нидерланды.

5 Технологический Институт Карлсруэ, D-76131 Карлсруэ, Германия.

*ryazanov@issp.ac.ru

В сообщении представлены результаты исследования ферромагнитного резонанса в пленках слабого ферромагнетика с помощью сверхпроводящей микроволновой техники, а также предлагается гибридное устройство на основе распределенного джозефсоновского контакта, позволяющее возбуждать и детектировать ферромагнитный резонанс за счет синхронизации осцилляций солитона в контакте со стоячей магнитостатической волной в ферромагнитном слое.

Введение

Ферромагнитный резонанс (ФМР) и его зависимость от приложенного магнитного поля ($f_r(H)$) являются ключевыми динамическими характеристиками ферромагнитной системы. Зависимость $f_r(H)$ позволяет определить базовые свойства ферромагнетика (намагниченность насыщения M_s и поле анизотропии H_a) необходимые для описания его поведения в магнитном поле, а также является исходной характеристикой при исследовании всех спин-волновых явлений. Мы покажем ниже, что ФМР может эффективно возбуждаться и исследоваться с использованием сверхпроводящих систем: микроволновой техники и распределенных джозефсоновских туннельных контактов.

ФМР в пленках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ [1]

Джозефсоновские контакты сверхпроводник/ ферромагнетик/сверхпроводник на основе слабого ферромагнетика $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ являются перспективными элементами криогенной магнитной памяти. Однако динамика магнитного момента в слоях $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ не исследовалась активно вследствие низкой температуры Кюри и слабого резонансного поглощения. Нами проведены измерения спектра поглощения микроволнового сигнала в пленках и

микроструктурах $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. Эксперимент схематически изображен на Рис. 1.

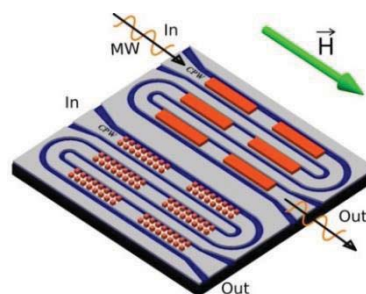


Рис. 1. Схематическое изображение эксперимента по спектроскопии ферромагнитного резонанса в пленках PdFe. Образцы PdFe (показаны оранжевым) толщиной 100 нм в виде серии полосок размером $1100 \times 140 \mu\text{m}$ и серии массивов квадратиков размером $5 \times 5 \mu\text{m}$ и периодом $10 \mu\text{m}$ размещены непосредственно на линии ниобиевого копланарного волновода (CPW, показан серым). CPW с шириной центральной линии $150 \mu\text{m}$, зазорами $82 \mu\text{m}$ и толщиной 100nm изготовлен в виде меандра общей длиной 60mm . Черные и зеленая стрелки указывают направления распространения микроволнового сигнала и приложенного магнитного поля, соответственно

Измерения спектра резонансного поглощения при $T=2\text{K}$ в интервале полей $[-2:2] \times 10^4 \text{ A/m}$ позволили определить $M_s=2.5 \times 10^4 \text{ A/m}$, $H_a/M_s=0.14$ и параметр затухания Гилберта 0.1. Необычно высокое поле

анизотропии связывается с кластерной природой ферромагнетизма в $\text{Pd}_{0,99}\text{Fe}_{0,01}$.

ФМР с распределенным джозефсоновским переходом [2]

Джозефсоновские туннельные контакты являются осцилляторами, перестраиваемыми напряжением. Это свойство используется в предлагаемом нами гибридном устройстве для возбуждения и детектирования ФМР в ферромагнитных микрообъектах.

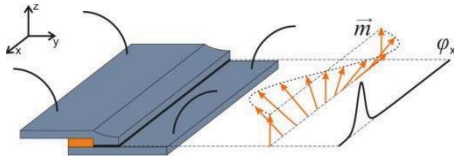


Рис. 2. Схематическое изображение гибридного устройства. FM (показан оранжевым) расположен в непосредственной близости от LJJ (показан черным). Черная кривая ϕ_x обозначает пространственное распределение производной сверхпроводящей разности фаз (т.е. магнитного потока солитона). Стрелки \vec{m} обозначают пространственное распределение ориентации магнитного момента в FM, индуцированное солитоном. \vec{m} и ϕ_x связаны индуктивно

Предлагаемое устройство, состоящее из распределенного джозефсоновского контакта (LJJ), работающего в режиме zero-field steps, и связанного с ним ферромагнетика (FM), схематически изображено на Рис.2. Солитон осциллирует в LJJ и создает небольшое локализованное переменное поле с частотой $f_j = v/2L$, где v – скорость солитона, L – длина LJJ. Это поле генерирует пространственно-неоднородную прецессию магнитного момента в FM. Неоднородное распределение магнитного момента, в свою очередь, оказывает влияние на динамику солитона. Поскольку скорость солитона пропорциональна измеряемому напряжению, это влияние должно проявляться на ВАХ. В частности, при $nf_j = f_i$ на ВАХ ожидаются особенности в виде ступенек, которые обозначают резонансную синхронизацию движения солитона с FM и укажут на частоту естественного ФМР (т.е. $f_i(H=0)$).

Поведение гибридной структуры проверено численно с использованием уравнения син-Гордона для LJJ и согласованного с ним микромагнитного уравнения Ландау-Лившица-Гилберта для FM. На Рис. 3 показаны результаты моделирования для структуры, в которой в качестве LJJ выступает $\text{Nb}/\text{AlO}_x/\text{Nb}$ контакт с джозефсоновской глубиной проникновения $\lambda_j = 8\mu\text{m}$ и джозефсоновской плаз-

менной частотой $\omega_j = 1.12\text{THz}$, а в качестве FM слоя – FePt пленка с $L1_0$ кристаллической структурой и высокой магнито-кристаллической анизотропией,

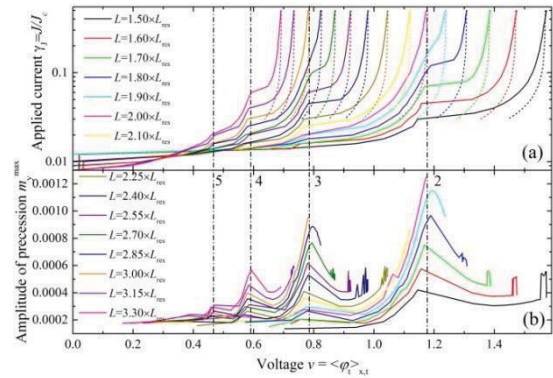


Рис. 3. а): ВАХ предложенной гибридной структуры различной длины в относительных единицах. Пунктиром обозначены ВАХ LJJ той же длины, но в отсутствие FM. Штрих-пунктиром с номером n обозначены напряжения, при которых $nf_j = f_i$. б): Зависимости амплитуды прецессии магнитного момента от напряжения

которая обуславливает частоту ФМР $f_i(H=0) = 207\text{GHz}$. Резонансная длина структуры L_{res} определена как $L_{\text{res}} = c/2 f_i(H=0) = 21.5\mu\text{m}$, где $c = \lambda_j \omega_j$ – скорость Свихарда. Как видно из Рис. 3, LJJ эффективно связывается с FM при $nf_j = f_i$, образуя дополнительные ступеньки на ВАХ. При этом в FM образуется магнитостатическая стоячая волна с максимальной амплитудой и длиной волны $\lambda = 2L/n$.

Таким образом, предлагаемое устройство позволяет детектировать частоту ФМР на ВАХ. С другой стороны, устройство обеспечивает дополнительную частоты блокировки фазы, которая определена исключительно свойствами ферромагнетика.

Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку фонду РФФИ (гранты №№ 16-32-00309, 16-32-60133, 16-02-00418), Министерству Образования и Науки РФ (мегагрант № 14.Y26.31.0007 и грант № K2-2014-025 НИТУ МИСиС)

Литература

1. I. A. Golovchanskiy, V. V. Bolginov, N. N. Abramov *et al.* // J. Appl. Phys. 120, 163902 (2016).
2. I. A. Golovchanskiy, N. N. Abramov, V. S. Stolyarov *et al.* // Supercond. Sci. Technol. (submitted).

Сверхпроводниковый однофотонный детектор для когерентного детектирования слабых оптических сигналов

Г.Н. Гольцман^{1,*}

¹ Московский педагогический государственный университет, 119435, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 29

*goltzman@mspu-phys.ru

Мы представляем обзор последних достижений в исследовании и разработке сверхпроводникового однофотонного детектора в качестве смесителя в гетеродинном приемнике, который сочетает в себе высокую чувствительность счетчика фотонов и сверхвысокое спектральное разрешение гетеродинной техники.

Введение

Традиционно для детектирования одиночных фотонов в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах используются лавинные фотодиоды (APD – Avalanche PhotoDiode) на основе кремния и фотоэлектронные умножители (PMT – PhotoMultiplier Tube). Оба типа детекторов хорошо зарекомендовали себя и являются коммерчески доступными. В оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах (< 1 мкм) эффективность применения детекторов удовлетворяет потребности. При больших длинах волн характеристики детекторов резко ухудшаются. На больших длинах волн используются AlGaAs APD, но они обладают существенными недостатками: относительно низкой скоростью счета, высоким уровнем темнового счета и большим джиттером. Мы представляем здесь обзор последних достижений в исследовании и разработке сверхпроводниковых однофотонных детекторов (SSPD – Superconducting Single-Photon Detector), появившихся в 2001 году [1].

Механизм детектирования SSPD

Детектор представляет собой планарную наноструктуру из осажденной на кремниевую подложку NbN пленки толщиной 4 нм. Чувствительным элементом SSPD является NbN полоска шириной 100 нм. Для лучшего согласования с излучением в одномодовом волокне полоска имеет форму меандра, покрывающего площадку 10×10 мкм² или 7×7 мкм² с коэффициентом заполнения 0.5. SSPD работает при гелиевых температурах, и смещается током порядка 10 – 20 мкА. Принцип работы детектора

основан на локальном подавлении сверхпроводимости поглощенным фотоном [2], т.к. энергия фотона на три порядка больше энергии щели в пленке NbN 2Δ (энергии, необходимой для разрушения куперовской пары).

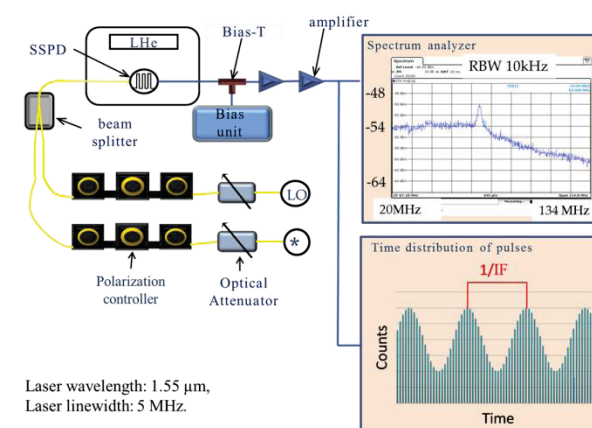


Рис. 1. Экспериментальная установка

Поглощение фотона приводит к лавинообразному размножению нормальных электронов из-за разрушения куперовских пар. Появляется нормальная область «горячее пятно». Ток смещения начинает обтекать «горячее пятно» с плотностью тока j больше критического значения j_c . «Горячее пятно» разрастается и перекрывает сверхпроводящую полосу. На концах полоски возникает разность потенциалов. Если джоулев нагрев нормальной области незначителен, «горячее пятно» охлаждается и сверхпроводимость восстанавливается. Хотя характерные времена релаксации лежат в диапазоне нескольких пикосекунд и SSPD может иметь скорость счета выше 1 ГГц, время отклика детектора ограничивается кинетической индуктивностью сверхпроводящей полоски. Для детекторов с чувствительной площадкой 10×10 мкм² время отклика со-

ставляет ~ 10 нс. Отклик детектора с амплитудой 1 мВ и длиной несколько наносекунд может быть усилен и подан на счетчик импульсов. Для длин волн 1.3 – 1.5 мкм эффективность детектирования составляет порядка 80 %. Наименьшее измеренное значение скорости темновых отсчетов соответствует значению 10^{-4} с $^{-1}$. В практических устройствах скорость темнового счета обычно составляет 1 с $^{-1}$. Для корреляционных измерений важным параметром детектора является временное разрешение

(джиттер), внутренний джиттер SSPD - 17 пс [3]. Детекторы работают в режиме прямого детектирования фотонов с известной высокой эффективностью. В результате стало возможным исследовать сверхслабое излучение источников, однако информация о спектре излучения ограничивается оптическими фильтрами, внешним спектральным прибором или структурами с резонаторами.

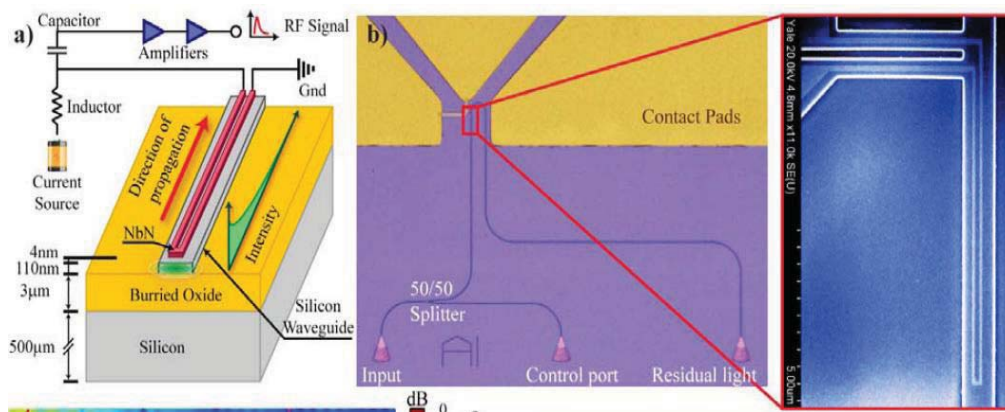


Рис. 2. а) Экспериментальная установка. Нанопроволока NbN сверхпроводникового однофотонного детектора располагается на волноводе для детектирования одиночных фотонов. Квантовая эффективность детектора достигает 91%. б) изображение оптического чипа

Гетеродинное детектирование

В этой работе мы предлагаем гетеродинный приемник, в основе которого лежит смеситель на основе счетчика одиночных фотонов [4,5]. Он сочетает в себе высокую чувствительность счетчика фотонов и сверхвысокое спектральное разрешение гетеродинной техники. Чтобы полностью понять его поведение в таком режиме, мы использовали экспериментальную установку, основанную на паре лазеров с распределенной обратной связью на длине волны 1.5 мкм, один из которых является гетеродином, а другой источником тестового сигнала (см. Рис.1). Мы нашли, что оптимальная мощность гетеродина, необходимая для эффективного смешения составляет от нескольких сотен фемтоватт до нескольких пиковатт, что выглядит многообещающе для многих практических приложений, таких как приемные гетеродинные матрицы. В дополнение к SSPD с нормальным оптическим согласованием с одномодовым волокном, мы используем детекторы на нановолноводе. В этом случае сверхпроводниковая NbN полоска располагается на

нановолноводе Si $_3$ N $_4$, что приводит к увеличению длины эффективного согласования (см. Рис. 2). Чтобы достигнуть почти полного поглощения фотонов мы уменьшаем зону покрытия детектором. В результате уменьшаются шумы детектора вместе с ростом ширины полосы пропускания. Такой подход полностью масштабируем и мы имеем возможность интеграции множества детекторов в оптическую схему на одном чипе.

Литература

1. G. Gol'tsman et al., Appl. Phys. Letters, 79, p. 705, 707 (2001).
2. Zotova, A.N., Vodolazov, D.Y., Superc. Sci. and Tech., 27 (12), 125001 (2014)
3. V. Shcheslavskiy et al., Rev. Sci. Instrum. 87, 053117 (2016).
4. M.Shcherbatenko, et al., Opt. Express., 24 (26), p.30474-30484 (2016).
5. Y. Lobanov et al., IEEE Trans. on Appl. Supercond., 25 (3) (2015).

Влияние релаксации кубита на транспортные свойства микроволновых фотонов

Я.С. Гринберг^{1*}, А.Н. Султанов¹

¹ Новосибирский государственный технический университет, пр-т К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

*greenberg@risp.ru

В работе с помощью метода неэрмитового гамильтониана исследуется прохождение одиночного фотона в одномерном волноводе, взаимодействующим с резонатором, содержащим произвольное число фотонов N и двухуровневый искусственный атом, с учетом релаксации последнего. Получены аналитические выражения для транспортных коэффициентов в явном виде учитывающие параметр релаксации кубита. Показано, что форма коэффициента прохождения (отражения) для случая, когда в резонаторе находится более одного фотона, качественно отличается от случая однофотонного резонатора, и содержит в себе проявление эффекта фотонной блокады. Показано также, что время жизни кубита зависит от числа фотонов в резонаторе.

Введение

В настоящее время растет интерес к однофотонным процессам в твердотельных мезоскопических структурах, содержащих искусственные атомы-кубиты. В таких системах релаксация и декогеренция кубита оказывает существенное влияние на транспортные характеристики микроволновых фотонов. Теоретически транспортные коэффициенты с учетом затухания кубита рассчитываются, как правило, с помощью введения оператора Линдблада в уравнение для матрицы плотности [1]. Таким способом в приближении слабого возбуждения можно получить аналитическое выражение для коэффициента прохождения микроволнового фотона через открытый волновод, взаимодействующий с резонатором, в котором находится не более одного фотона [2]. Но уже для $N=2$ аналитическое решение найти не удается и соответствующую (формально бесконечную) цепочку уравнений Гейзенберга приходится решать численно.

В работе [3] с помощью метода неэрмитового гамильтониана были получены аналитические выражения для коэффициентов прохождения при произвольном числе N фотонов в резонаторе, но без учета релаксации кубита. В настоящей работе релаксация кубита учитывается с помощью введения дополнительного канала распада в неэрмитовую часть гамильтониана. При этом получаются аналитические выражения для коэффициентов прохождения, куда параметр релаксации кубита входит явным образом.

Исходный Гамильтониан системы

Гамильтониан системы включает три элемента, описывающих, соответственно, кубит ($1/2\hbar\Omega\sigma_z$),

резонатор ($\hbar\omega_c a^\dagger a$) и волновод ($\sum_k \hbar\omega_k c_k^\dagger c_k$), и два элемента, описывающих взаимодействие кубита с резонатором ($\hbar\lambda(a^\dagger + a)\sigma_x$) и резонатора с волноводом ($\hbar\xi\sum_k(c_k^\dagger a + c_k a^\dagger)$). Релаксация кубита описывается его взаимодействием с термостатом $H_{bath} = \sum_l \hbar\omega_l b_l^\dagger b_l + \sum_l \hbar\gamma_l \sigma_x (b_l^\dagger + b_l)$

Определение Гильбертова пространства состояний

Гильбертово пространство ограничим следующим набором состояний. Состояние, означающее возбуждение осциллятора в термостате обозначим как $|p_\gamma\rangle$. Тогда в рассматриваемой задаче по однофотонному транспорту можно вести следующие векторы состояний:

$|1\rangle = |0_w, 0_\gamma, g, N\rangle$; $|2\rangle = |0_w, 0_\gamma, e, N-1\rangle$ соответствующие ситуации, когда в резонаторе имеется N фотонов и атом находится в основном состоянии (g), либо атом поглощает один фотон из резонатора и переходит в возбужденном (e) состоянии. При этом фотон в волноводе отсутствует. Из-за взаимодействия кубита с фотонным полем резонатора вместо состояний $|1\rangle, |2\rangle$ возникают одетые состояния $|1N\rangle, |2N\rangle$, расстояние между которыми определяется Раби-расщеплением

$\Omega_R = \sqrt{(\omega_c - \Omega)^2 + 4\lambda^2 N}$. Теперь возможны следующие варианты эволюции этих векторов. Либо из резонатора в волновод испускается один фотон, что соответствует состояниям $|a\rangle = |k_w, 0_\gamma, g, N-1\rangle$; $|b\rangle = |k_w, 0_\gamma, e, N-2\rangle$. При этом образуются одетые состояния $|1N-1\rangle, |2N-1\rangle$, расстояние между которыми определяется Раби-расщеплением

$\Omega'_R = \sqrt{(\omega_c - \Omega)^2 + 4\lambda^2 (N-1)}$ Либо возбужденный

кубит отдаст энергию в термостат:
 $|c\rangle = |0_w, p\gamma, g, N-1\rangle$

Вычисление коэффициентов прохождения

В рассматриваемой системе возможны четыре сценария рассеяния фотона. Пусть в исходном состоянии в волноводе имеется один инжектированный фотон и система резонатор+кубит (РК система) находится в состоянии $|1N-1\rangle$. Виртуальное взаимодействие этого фотона с РК системой приводит к образованию двух одетых состояний $|1N\rangle, |2N\rangle$ каждое из которых может, испустив фотон обратно в волновод, перейти в одно из двух состояний $|1N-1\rangle, |2N-1\rangle$. Таким образом, в результате этого процесса РК система окажется либо в состоянии $|1N-1\rangle$ либо в состоянии $|2N-1\rangle$. Каждой из этих возможностей соответствуют амплитуды рассеяния T_{11} и T_{21} . Амплитуда T_{11} соответствует потенциальному рассеянию, когда энергия РК системы не меняется в процессе рассеяния. Амплитуда T_{21} соответствует неупругому процессу, когда энергия РК системы уменьшается на величину $\hbar\Omega'_R$. Аналогичным образом определяются амплитуды рассеяния T_{22} и T_{12} . Ниже приведены аналитические выражения для этих амплитуд, вычисленные методом неэрмитового гамильтониана с учетом затухания кубита.

$$T_{11} = \frac{\Gamma_w}{4\Omega'_R D_1} \left[\begin{array}{l} N(\Omega'_R + \Delta)(2\delta + \Delta + \Omega'_R) \\ + (N-1)(\Omega'_R - \Delta)(2\delta - \Delta + \Omega'_R) \\ + 2j\Gamma_w N(N-1)\Omega'_R + 8\lambda^2 N(N-1) \\ + j\Gamma_q N\Omega'_R + j\Delta\Gamma_q N \end{array} \right]$$

$$T_{22} = \frac{\Gamma_w}{4\Omega'_R D_2} \left[\begin{array}{l} N(\Omega'_R - \Delta)(2\delta + \Delta - \Omega'_R) \\ + (N-1)(\Omega'_R + \Delta)(2\delta - \Delta - \Omega'_R) \\ + j2\Gamma_w N(N-1)\Omega'_R - 8\lambda^2 N(N-1) \\ + j\Gamma_q \Omega'_R N - j\Gamma_q \Delta N \end{array} \right]$$

$$T_{21} = j\Gamma_w \frac{\sqrt{N-1}}{2\Omega'_R D_1} [2\delta + \Omega'_R - \Delta + jN\Gamma_q]$$

$$T_{12} = j\Gamma_w \frac{\sqrt{N-1}}{2\Omega'_R D_2} [2\delta + \Omega'_R - \Delta + jN\Gamma_q]$$

где $(i=1,2)$

$$D_i = (\omega - \omega_{i+})(\omega - \omega_{i-})$$

где

$$\omega_{i\pm} = \omega_c + (-1)^i \frac{\Omega'_R}{2} - \frac{j}{4} (\Gamma_w (2N-1) + \Gamma_q) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left[\Delta - \frac{j}{2} (\Gamma_w - \Gamma_q) \right]^2 + 4\lambda^2 N}$$

$\Delta = \omega_c - \Omega$; $\delta = \omega - \omega_c$. Величина $\Gamma_w = \xi^2 L / v_g$, где L -длина резонатора, v_g - групповая скорость распространения фотонов, представляет собой ширину линии поглощения резонатора, характеризующую скорость, с которой фотоны покидают резонатор; величина $\Gamma_q \approx \gamma^2$ характеризует скорость релаксации кубита.

В однофотонном случае ($N=1$) все амплитуды вероятности, кроме T_{11} , обращаются в нуль, причем затухание кубита входит только в комбинации $\Omega - j\Gamma_q/2$. При $N>1$ затухание входит более сложным образом и не сводится к автоматической замене Ω на $\Omega - j\Gamma_q/2$.

Таким образом, мы видим, что число фотонов эффективно увеличивает затухание кубита, и входит нетривиальным образом в аналитические выражения для транспортных коэффициентов. Полученные выражения позволяют рассчитывать резонансные характеристики системы в различных режимах, в том числе при тех, когда проявляется эффект фотонной блокады, выражающийся в резком уменьшении величины коэффициента прохождения при изменении числа фотонов с 1 до 2.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 16-19-10069.

Литература

1. М. О. Скалли, М. С. Зубайри. Квантовая оптика: Пер. с англ./ М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
2. A. N. Omelyanchouk, S. N. Shevchenko, Ya. S. Greenberg, O. Astafiev, and E. Il'ichev Quantum behavior of a flux qubit coupled to a resonator Fizika Nizkikh Temperatur, 2010, v. **36**, №. 10/11, p. 1117–1127.
3. A. N. Sultanov and Ya. S. Greenberg, Mollow triplet: pump probe single photon spectroscopy of artificial atoms. E-print ArXiv 1608.05523v2 (2016).

Эффект спинового вентиля в атомарно тонких $S/F_1/F_2$ и $F_1/S/F_2$ структурах

Ж.А. Девизорова^{1,2}, С.В. Миронов^{3,1}

1 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

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

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

*DevizorovaZhanna@gmail.com

В работе построена теория эффекта спинового вентиля в атомарно тонких $S/F_1/F_2$ и $F_1/S/F_2$ структурах. В рамках формализма уравнений Горькова показано, что возможные различия в зонной структуре сверхпроводящего и ферромагнитных слоев приводят к качественным изменениям зависимости критической температуры системы от взаимной ориентации магнитных моментов ферромагнетиков.

Введение

Эффект колоссального магнитосопротивления в многослойных структурах, состоящих из сверхпроводника (S) и нескольких ферромагнитных (F) слоев, позволяет реализовать спиновый вентиль, аналог транзистора, управляемый магнитным полем. Критическая температура T_c в $S/F_1/F_2$ и $F_1/S/F_2$ структурах сильно зависит от угла θ между магнитными моментами ферромагнетиков. Устанавливая температуру между минимум и максимумом T_c и изменяя взаимную ориентацию обменных полей в ферромагнетиках, можно переключить систему из нормального в сверхпроводящее состояние.

Существенным ограничением большинства существующих теорий эффекта спинового вентиля является предположение, что плотность состояний одинакова во всех слоях гетероструктуры. Однако данное предположение не выполняется для структур, содержащих полуметаллы или материалы с сильно различной зонной структурой. Таким образом, для более полного описания эффекта спинового вентиля необходима теория, учитывающая детали зонной структуры и перенормировку плотности состояний из-за сильного обменного поля.

Результаты и обсуждение

В данной работе построена теория эффекта спинового вентиля в $S/F_1/F_2$ и $F_1/S/F_2$ структурах атомарной толщины. В рамках микроскопического формализма уравнений Горькова получены точные аналитические выражения для гриновских функций, применимые для произвольной величины обменного поля (как для слабых, так и для сильных

ферромагнетиков) и произвольного относительного положения зон в разных слоях. На основе данных выражений рассчитана зависимость критической температуры сверхпроводящего слоя как функция угла между обменными полями ферромагнетиков. Показано, что в $S/F_1/F_2$ структуре сдвиг зоны в ферромагнетике F_2 относительно зоны в S слое приводит к переходу от стандартного к обратному эффекту спинового вентиля. Кроме того, если F_2 слой является полуметаллом, форма зависимости $T_c(\theta)$ очень чувствительна к положению заполненной спиновой подзоны. В частности, если дно этой подзоны совпадает с дном зоны в сверхпроводнике, то эффект спинового вентиля является чисто триплетным и $T_c(0)=T_c(\pi)$, что качественно согласуется с результатами полученными в квазиклассическом приближении [1]. Однако сдвиг зоны в полуметалле приводит к асимметрии $T_c(\theta)$ и в зависимости от этого сдвига стандартный или обратный эффект спинового вентиля становятся возможными.

Кроме того, впервые аналитически показана возможность триплетного эффекта в $F_1/S/F_2$ структуре. Ранее подобный результат был получен при помощи численных расчетов, которые показали, что основную роль при появлении триплетного эффекта играет асимметрия структуры [1]. Результаты, полученные в данной работе, подтверждают этот вывод и показывают, что такое необычное поведение T_c возникает, если один F слой является полуметаллом, а другой нет.

Литература

1. S. V. Mironov, A. I. Buzdin, Phys. Rev. B, V. 89, 144505 (2014).

Магнитная визуализация дефектов в сверхпроводниках второго рода

Ж.А. Девизорова^{1,2}, С.В. Миронов^{1,3}, А. Clergerie⁴, А.И. Буздин⁴

1 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700.

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

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

4 University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France.

*DevizorovaZhanna@gmail.com

В недавних экспериментах было обнаружено, что неоднородный мейсснеровский ток, обтекающий дефект в сверхпроводнике второго рода, вызывает образование пары вихрь-антивихрь с некантованным магнитным потоком [1]. В данной работе предлагается объяснение данного явления.

В данной работе теоретически показано, что в сверхпроводниках второго рода возмущение линий тока несверхпроводящим дефектом приводит к появлению локализованного магнитного поля, похожего на поле от пары вихрь-антивихрь [2]. Для простоты предполагалось, что в сверхпроводящей пленке, через которую протекает однородный транспортный ток, присутствует цилиндрический дефект с эллиптическим сечением (Рис. 1). В случае, когда размер дефекта существенно меньше лондоновской глубины, экранировка магнитного поля рассеяния сверхпроводником оказывается незначительна, что позволяет получить простое аналитическое выражение для пространственного распределения тока в образце. Типичное распределение тока j вблизи дефекта и создаваемое им магнитное поле показаны на Рис. 2. Положение и форма максимума и минимума поля оказываются очень чувствительными к степени эллиптичности сечения дефекта, а также к углу между осью эллипса и направлением внешнего тока.

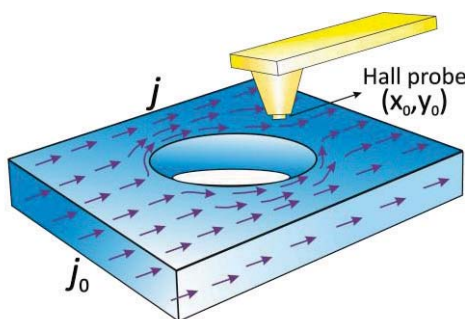


Рис. 1. Сверхпроводящий образец с эллиптическим дефектом. Ток j , обтекающий дефект, создает неоднородное магнитное поле, детектируемое иглой сканирующего холловского микроскопа, расположенной в точке (x_0, y_0)

Полученные результаты позволяют предложить простую экспериментальную технику, позволяющую реконструировать пространственное расположение цилиндрических центров пиннинга в сверхпроводниках: прилагая внешнее магнитное поле или пропуская транспортный ток через сверхпроводник и используя, например, сканирующий холловский микроскоп с высоким разрешением для измерения магнитного поля рассеяния, можно определить положение и форму дефектов.

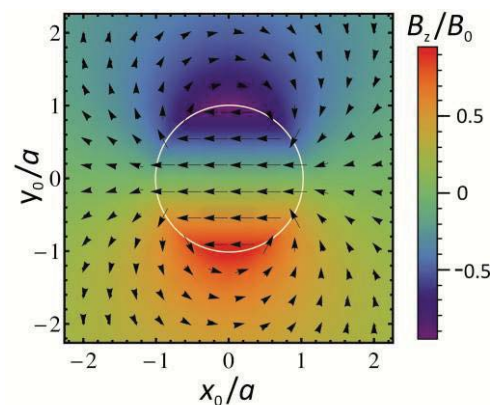


Рис. 2. Дипольная структура перпендикулярной компоненты магнитного поля B_z вблизи дефекта как функция координат на поверхности. Белая окружность соответствует границе дефекта. Внешний ток j_0 направлен вдоль оси x . Черные стрелки показывают профиль величины $\delta j = j - j_0$

Литература

1. J.-Y. Ge, J. Gutierrez, V. N. Gladilin, et al. \ Nat. Commun., V. 6, 6573 (2015).
2. S. Mironov, Zh. Devizorova, A. Clergerie, et al. \ Appl. Phys. Lett., V. 108, 212602 (2016).

Переключение сверхпроводниковых кубитов униполярными пикосекундными импульсами

М.В. Денисенко^{1,*}, Н.В. Клёнов^{2-5,§}, А.В. Кузнецов², А.М. Сатанин¹

1 Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

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

3 Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, ул. Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва.

4 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский переулок, 9, Долгопрудный, Московская область, 141700.

5 Московский технический университет связи и информатики, ул. Авиамоторная, д. 8а, Москва, 111024.

*mar.denisenko@gmail.com §nvklenov@gmail.com

Изучается диссипативная динамика сверхпроводникового потокового трехконтактного кубита (3JJ) в переменном магнитном поле. Предполагается, что управление состояниями кубита производится униполярными пикосекундными одноквантовыми импульсами магнитного поля (типа флаксонов). Продемонстрирована возможность реализации простейших логических операций на пикосекундных временах и возможность проведения быстрых неразрушающих измерений.

Введение

Современные экспериментальные исследования сверхпроводниковых кубитов требуют точного контроля их состояний при одновременной минимизации обратного влияния цепей считывания и управления на квантовые схемы. Одной из многообещающих идей здесь оказалась попытка комбинации кубитов с классическими цепями быстрой одноквантовой логики [1]. Управление и считывание состояний кубитов при этом производится униполярными импульсами магнитного поля (флаксонами). Целью настоящей работы является анализ диссипативной динамики джозефсоновских кубитов в процессе реализации подобных протоколов записи. Путем моделирования найдены и сформулированы критерии по оптимальному подбору управляющих импульсов (форма и параметры) для проведения быстрых логических операций на пикосекундных временах.

Модель системы

Процессы релаксации рассматриваются как взаимодействие кубита с фоновым резервуаром, содержащим большое число степеней свободы. Уравнение для матрицы плотности кубита ρ в борн-марковском приближении [2] имеет вид:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt}(t, \hat{\rho}(t)) = \frac{i}{\hbar} [\hat{\rho}(t), \hat{H}(t)] + \frac{\Gamma_f}{2} (\hat{\sigma}_z \hat{\rho}(t) \hat{\sigma}_z - \hat{\rho}(t)) + \frac{\Gamma_c}{2} (2\hat{\sigma}_- \hat{\rho}(t) \hat{\sigma}_+ - \hat{\sigma}_+ \hat{\rho}(t) - \hat{\rho}(t) \hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_-), \quad (1)$$

где Γ_f и Γ_c отвечают, соответственно, за процессы фазовой и энергетической релаксации; $\sigma_{\pm} = (\sigma_x \pm i\sigma_y)$, $\sigma = \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$ – набор матриц Паули. Гамильтониан кубита $H(t)$ имеет вид:

$$H(t) = \begin{pmatrix} \omega_{12} & Af(t) \\ Af(t) & -\omega_{12} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где ω_{12} – частота перехода между базисными уровнями кубита. Недиagonальные элементы в (2) определяются «униполярным» магнитным полем, характеризующимся одноквантовым управляющим импульсом с амплитудой A и огибающей $f(t)$ вида:

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{t_0}(t - t_{in}), & t_{in} \leq t < t_{in} + t_0 \\ 1, & t_{in} + t_0 \leq t \leq t_{off} - t_0 \\ \frac{1}{t_0}(t_{off} - t), & t_{off} - t_0 < t \leq t_{off} \end{cases} \quad (3)$$

Такое воздействие можно связать с током волны, распространяющейся в связанных с кубитом джозефсоновских передающих линиях при движении флаксона, причем длительность воздействия $\tau = t_{off} - t_{in}$ лежит в субнаносекундном диапазоне.

Обсуждение результатов

Воздействие одноквантового импульса на кубит характеризуется двумя основными параметрами контролируемыми в эксперименте: A – амплитудой и τ – длительностью. Численное моделирование выполнено путем решения уравнения (1). На контурном графике (рис. 1) цветом показана временная развертка вероятности P основного состояния кубита

бита при плавном сканировании по амплитуде сигнала A . Отметим, что с увеличением амплитуды воздействия частота осцилляций населенности увеличивается, аналогично тому, что наблюдается для модулированного магнитного поля (задача Раби)) [2]. Чёрными пунктирными линиями отмечены временные интервалы импульсного воздействия, в соответствии с (3). После окончания воздействия импульса t_{off} формируется населенность кубита, которая слабо меняется на временах, меньших по сравнению со временами фазовой и энергетической релаксациями.

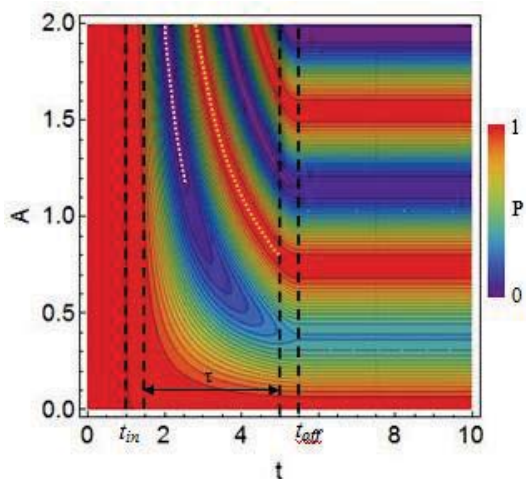


Рис. 1. Контурный график населенности $P(t)$ основного уровня кубита ($\omega_{12}/2\pi = 0.5$ ГГц) при сканировании по амплитуде A воздействия униполярного импульса и t_{off} при $\Gamma_e = 0.00001$ ГГц, $\Gamma_f = 0.0001$ ГГц

Анализ расчетов (рис. 1) показал, что возможность переворота вектора состояния (логическая операция "НЕ") зависит от двух критериев: во-первых, энергия внешнего поля должна быть сравнима или больше расстояния между уровнями в кубите ($A \geq 2\omega_{12}\hbar$), а во-вторых, длительность импульса должна соотноситься с частотой кубита следующим образом: $\omega_{12}\tau \ll 1$, что следует из прямого [3] и упрощенного [4] анализа динамики кубита без шума. Строго говоря, два данных условия не являются независимыми и накладывают ограничения на диапазоны амплитуд и характерных длительностей импульсов для проведения ультрабыстрой операции «НЕ». На рис. 1 белой пунктирной линией показана характерная кривая на плоскости параметров флуксонного воздействия, на которой достоверность перемагничивания достигает 99,99%. Кроме того в работе была изучена ситуация, когда после униполярного воздействия состояние системы неизменно, что весьма интересно с точки зрения реализации быстрого неразрушающего считывания

квантовой информации. В этом случае нет строгих ограничений на длительность и амплитуду импульса, причем при $A \leq 2\omega_{12}\hbar$ вообще не наблюдается осцилляций между базисными уровнями кубита. Характерная кривая параметров импульса представлена желтой пунктирной линией на рис. 1 при достоверности операции 99,99%. На рис. 2 продемонстрирована логическая операция «НЕ» при различных параметрах Γ_f ; надлежащий характер поведения населенности наблюдается и для операции считывания. Видно, что сбой фаз приводит к размешиванию состояний кубита и выходу на равновесную населенность $P = 0.5$.

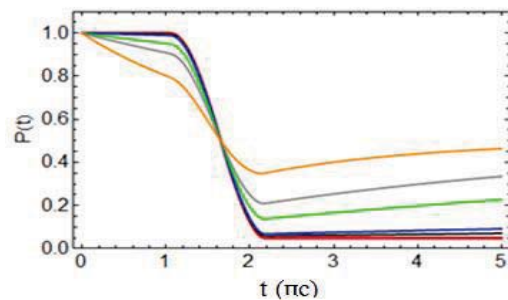


Рис. 2. Временные зависимости населенности $P(t)$ основного уровня кубита для логической операции "НЕ" при различных значениях Γ_f : красная кривая при $\Gamma_f = 0.0001$ ГГц; черная – $\Gamma_f = 0.005$ ГГц, синяя – $\Gamma_f = 0.01$ ГГц, зелёная – $\Gamma_f = 0.05$ ГГц, серая – $\Gamma_f = 0.1$ ГГц, оранжевая – $\Gamma_f = 0.5$ ГГц. Параметры системы: $\omega_{12}/2\pi = 0.5$ ГГц, $\Gamma_e = 0.00001$ ГГц, $t_{in} = 1$ пс, $t_0 = 0.5$ пс, $A/h = 0.75$ ГГц и $\tau = 5$ пс

Заключение

Таким образом, проведенные численные эксперименты показали, что можно подобрать длительность импульса при заданной амплитуде сигнала таким образом, чтобы: 1) реализовать неразрушающее считывание информации при помощи джозефсоновского баллистического детектора; 2) осуществить квантовые логические операции на пикосекундных временах.

Работа частично поддержана грантами РФФИ-17-52-560003Iran-a, 16-29-09515-ofi-m, 16-57-51045 НИФ-а, 16-07-01012-а и Минобрнауки РФ грант МК-5813.2016.2, а также в рамках выполнения проектной части госзадания № 3.3026.2017/ПЧ.

Литература

1. S.K. Tolpygo, LowTemp. Phys. 42, 463 (2016).
2. М.О. Скалли, М.С. Зубайри Квантовая оптика — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. — 510 с.
3. N. V. Klenov et al., ФНТ (в печати, 2017).
4. N. V. Klenov et al., Beilstein Journ. of Nanotech. 6, 946 (2015).

Расщепление куперовских пар в диффузных магнитных СКВИДах

П.А. Иоселевич^{1,2}, П.М. Островский^{3,2}, Я.В. Фоминов^{2,4,*}, М.В. Фейгельман^{2,4}

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

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

3 Max-Planck-Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany.

4 Московский физико-технический институт, Долгопрудный.

*fominov@landau.ac.ru

Исследован эффект Джозефсона через слабые связи, содержащие два параллельных неупорядоченных рукава с магнитными свойствами – ферромагнетики, полуметаллы или нормальные металлы с магнитными примесями. В случае длинных контактов джозефсоновский ток обусловлен мезоскопическими флуктуациями. В этом режиме в системе реализуется состояние φ_0 -контакта с зависящим от образца сдвигом φ_0 и критическим током. Расщепление куперовских пар между двумя рукавами играет важную роль и приводит к удвоенному периоду $2\Phi_0$ зависимости тока как функции потока между рукавами. Найден ток и его зависимость от потока и ориентации намагниченностей для трех указанных типов магнитных рукавов.

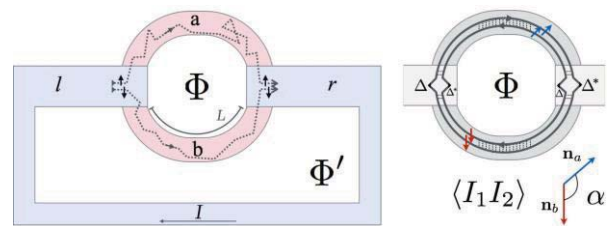


Рис. 1. Схематический вид системы и вклад в коррелятор токов от процессов с расщепленными куперовскими парами

Литература

1. P.A. Ioselevich, P.M. Ostrovsky, Ya.V. Fominov, M.V. Feigel'man, Cooper pair splitting in diffusive magnetic SQUIDs, arXiv:1609.01234.

О путях миниатюризации элементов джозефсоновской магнитной памяти

Л. Карелина¹, Аймен Бен Хаида², И. Головчанский^{2,3}, В. Чичков², В. Больгинов^{1,2}

¹ Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

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

³ Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701.

Предложены варианты миниатюризации элементов джозефсоновской магнитной памяти на основе SISFS-контактов с туннельным и ферромагнитным барьером. Рассмотрены возможность реализации прямоугольных логических элементов, в том числе записывающих три логических состояния. Продемонстрирована возможность наблюдения осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в бислоях Nb-PdFe.

Создание сверхпроводниковых вычислительных систем требует разработки элементов памяти, технологически совместимых с Nb-Al технологией, применяемой для создания устройств быстрой одноквантовой логики (БОК, RSFQ). В работах [1] нами был предложен элемент памяти на основе джозефсоновского контакта, включающий слой слабого ферромагнетика Pd_{0.99}Fe_{0.01} с температурой Кюри около 10 К. Было показано, что этот материал обладает плоскостной магнитной анизотропией и его намагниченность создает заметный магнитный поток через сечение контакта, вызывая магнитный гистерезис на зависимости критического тока от внешнего магнитного поля. Задача частотной совместимости с RSFQ-элементами была решена путем включения в состав туннельного барьера туннельного слоя оксида алюминия.

Одним из важнейших аспектов совершенствования элементов памяти, очевидно, является их миниатюризация. Эта проблема является принципиальной для рассмотренных ранее устройств, поскольку разница критических токов в различных цифровых состояниях определяется потоком намагниченности, который пропорционален размеру контакта в поперечном направлении. В работе [2] была предложена концепция прямоугольных элементов памяти, в которых различие критических токов возникает из-за поворота намагниченности поперек длинной или короткой стороны. Для используемого сплава размер длинной стороны ограничен снизу величиной 5-10 мкм, тогда как принципиальных ограничений снизу для короткой стороны не существует. Дополнительным преимуществом прямоугольных элементов является то, что намагничивание может производиться одинаковы-

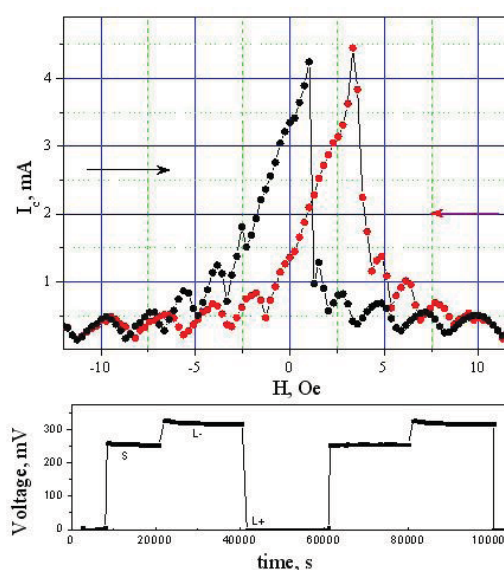


Рис. 1. Полевая зависимость критического тока для SISFS-контакта размером 10x50 мкм для магнитного поля, приложенного поперек длинной стороны. Стрелка указывает направление развертки магнитного поля. На нижнем рисунке показано изменение напряжения на контакте под действием намагничивающих импульсов

ми по величине импульсами магнитного поля, только направленными в перпендикулярных направлениях. В докладе представлены результаты экспериментов по магнитному переключению элемента памяти размером 10x30 мкм. За счет различных размеров сторон контакта удалось получить разницу критических токов порядка 100 мкА и продемонстрировать переключение между уровнями 0 и 100 мкВ под действием взаимно перпендикулярных импульсов магнитного поля.

Понятно, что использование данного пути миниатюризации приведет к использованию контактов с большим отношением сторон. В наших условиях минимальный размер короткой стороны составляет 8-10 мкм, поэтому для достижения большого ас-

пектного отношения второй размер должен составлять 50-100 мкм. Соответственно увеличивается и критический ток образца. При исследовании таких контактов нами был обнаружен интересный эффект, основанный на влиянии собственного поля транспортного тока. Еще в работе [2] было отмечено, что собственное поле может складываться или вычитаться из намагниченности барьера, вызывая различие зависимостей критического тока при развертке в направлении «плюс-минус» или «минус-плюс». Таким образом, может быть реализован трюичный логический элемент с дополнительным, «неопределенным» значением. На рис. 1 показаны результаты эксперимента по переключению SIFS-контакта между состояниями, два из которых (L+/-) соответствуют направлению намагниченности поперек длинной стороны и одно (S) – поперек короткой.

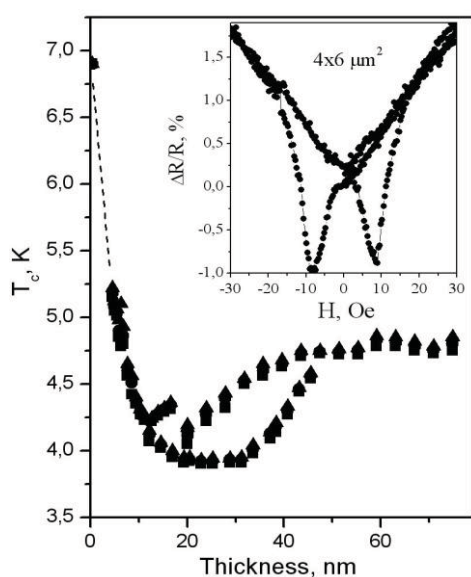


Рис. 2. Зависимость критической температуры бислоев Nb-PdFe от толщины слоя ферромагнетика. На вставке показана зависимость магнитосопротивления FSF-мостика в окрестности температуры сверхпроводящего перехода

Второй концепцией является использование эффектов спинового вентиля, в которых сверхпроводимость в тонком (порядка 10 нм) слое сверхпроводника управляется изменением взаимной ориентации намагниченности ферромагнитных слоев. В качестве первого шага в данной работе мы решили проверить возможность наблюдения осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в SF-бислоях при использовании столь слабого ферромагнетика как $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$. Для изготовления образцов использовался метод клина, в котором длинная подложка помещалась в область существенного градиента скорости осаждения ферромагнетика, а слой сверхпроводника толщиной 11 нм формировался про-

тяжкой подложки с подобранной скоростью над областью распыления ниобия. На рис. 3 показана зависимость критической температуры бислоев от толщины ферромагнитного слоя для трех серий образцов в диапазоне толщин 5-75 нм. На кривой наблюдается локальный минимум в диапазоне толщин 20-30 нм, вызванный осцилляциями сверхпроводящего параметра порядка в PdFe. Однако этот минимум сильно сглажен из-за, по-видимому, слишком большой толщины слоя ниобия и плохой стыковки участков кривой, соответствующих разным сериям. Поэтому мы продолжаем работы по совершенствованию метода клина с целью получения более характерных кривых и более точной оценки периода осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в PdFe.

Основываясь на полученных результатах, мы изготовили серию FSF-мостиков с той же толщиной сверхпроводника и толщиной ферромагнетика около 20 нм и около 50 нм. Мостики имели прямоугольную форму с размером короткой стороны 5-10 мкм и длиной 10-100 мкм, магнитное поле прикладывалось вдоль длинной стороны. Толщины верхнего и нижнего ферромагнитных слоев были различными, что приводит к различию их коэрцитивных полей согласно ранее проведенным экспериментам. Поэтому в ходе развертки магнитного поля от больших «положительных» к большим «отрицательным» значениям мы имеем диапазон полей с противоположной ориентацией намагниченности ферромагнитных слоев. Мы обнаружили, что в окрестности критической температуры при противоположной ориентации намагниченности наблюдаются минимумы магнитосопротивления, соответствующие усилению сверхпроводимости в ниобиевом слое. Это дает основания рассчитывать на успешную реализацию концепции субмикронных сверхпроводниковых элементов памяти, основанных на использовании эффекта близости.

Работа представлена при поддержке грантов РФФИ (16-32-00309, 17-02-01270) и НИТУ МИСиС (К2-2016-051).

Литература

1. В.В. Больгинов и др. Письма в ЖЭТФ 95, с. 408 (2012). T.I. Larkin, et al. Appl. Phys. Lett. 100, 222601 (2012).
2. I. A. Golovchanskiy et al. Phys. Rev. B 94, 214514 (2016).

Прецизионный эталон напряжения на основе джозефсоновских контактов охлаждаемых до 77 К

А.М. Клушин^{1,*}, М.Ю. Левичев¹, Е.Е. Пестов^{1,4}, С.К. Хоршев², А.С. Катков³

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

² АО «ФНПЦ «ННИПИ «Кварц» имени А.П. Горшкова», пр. Гагарина, д. 176, Нижний Новгород, 603950.

³ ВНИИМ им. Д.И. Менделеева, Московский пр-т, д. 19, Санкт-Петербург, 198005.

⁴ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*a_klushin@ipmras.ru

Представлен новый эталон напряжения, которая сочетает в себе прецизионные свойства стабилитронов и квантовые свойства джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников. В докладе описываются технологические особенности криоэлектронной микросхемы с джозефсоновскими контактами, а также результаты сличения нашего эталона с транспортируемым джозефсоновским эталоном Вольта ВНИИМ им. Д.И. Менделеева.

Введение

Одна из основных задач современной метрологии состоит в разработке системы эталонов на основе физических констант, что предполагает использование квантовых эффектов. Последние достижения науки и техники позволили кардинально изменить измерительную технику. Постепенный отказ от аналоговых приборов, который начался в конце прошлого века, привёл к тому, что в настоящее время повсеместно используются высокотехнологичные и высокоточные цифровые измерительные системы.

В связи с этим и в метрологии была значительно повышена точность поверочного оборудования. Современные рабочие средства измерений обладают характеристиками сопоставимыми с эталонным оборудованием 20-30 летней давности. Например, такие фирмы как FLUKE и Agilent выпускают вольтметры постоянного напряжения с точностью 0,004%-0,05%. Для поверки этих приборов используются калибраторы с точностью в 3-5 раз лучшей, чем рабочие средства измерений. Указанные приборы занимают всё большую долю в эталонном оборудовании метрологических служб предприятий и центров метрологии. С другой стороны, определилась чёткая тенденция к многофункциональности метрологических приборов. Если раньше калибраторы переменного и постоянного токов и напряжений представляли собой отдельные приборы. (П320, П321, В1-9, и т.п.), то теперь современный калибратор представляет собой целый измери-

тельный комплекс, сочетающий в себе эталоны 5-7 различных единиц электрических величин. Поэтому и поверка таких калибраторов – комплексная задача, требующая для её успешного решения наличия соответствующей эталонной базы у поверочного подразделения. Однако, с ростом точности эталонов, уже конструктивно невозможно объединить в себе комплекс различных единиц величин. Поэтому эталоны высших разрядов представляют собой устройства, хранящие единицу только одной величины. Это, как правило, меры. Это значит, что лаборатории осуществляющей поверку таких высокоточных калибраторов необходимо иметь в своём составе целый набор мер или эталонов различных величин. Одной из таких мер и является мера напряжения постоянного тока.

Экспериментальные результаты

На современном этапе только технология, основанная на использовании бикристаллических контактов, позволяет изготавливать из них цепочки на основе высокотемпературных сверхпроводников с требуемыми параметрами и воспроизводимым образом. Основные этапы этой технологии включают в себя выбор подходящей бикристаллической подложки, выращивание на этой подложке эпитаксиальной тонкой пленки высокотемпературного сверхпроводника, формирование рисунка схемы методами фотолитографии и ионного травления. Особенности построения схемы и требования к ее параметрам были изложены ранее в [1].

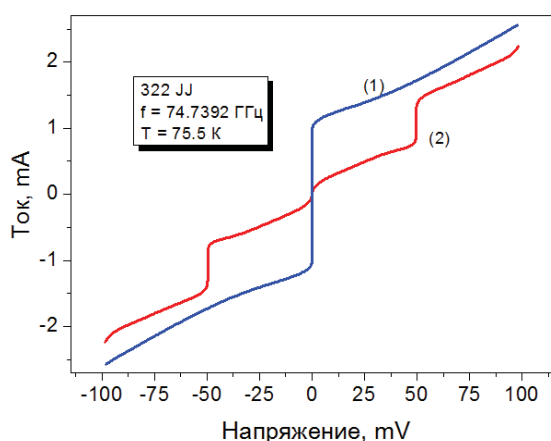


Рис. 1. Вольтамперная характеристика 322 джозефсоновских контактов без (1) и при облучении (2) сигналом на частоте $f = 747392$ МГц. Наблюдается суммарная ступенька тока при напряжении 50 мВ

На рисунке 1 приведена вольтамперная (ВАХ) цепочки из 322 джозефсоновских контактов в автономном режиме (1) и при воздействии СВЧ излучения на частоте около 75 ГГц. Как видно из приведенного рисунка, на схеме было получена ступенька тока при напряжении 50 мВ. Однако в типичных случаях удавалось получать ступени тока при напряжении 25 мВ на цепочках из 161 джозефсоновского контакта.

Эти схемы используются в эталоне напряжения. Детальное описание конструкции эталона, алгоритма его работы и метрологические характеристики прибора приведены в [2, 3]. В частности, нами были выполнены эксперименты по сличению выходных напряжений нашего прибора и транспортируемого эталона напряжения ВНИИМа им. Д.И. Менделеева. На рисунке 2 показаны результаты исследования разности напряжений нашего эталона и транспортируемого эталона 10 В ФГУП «ВНИИМ им. Д.И. Менделеева».

Измерения показали, что выходные напряжения меры и транспортируемого эталона совпадают с погрешностью 0.04 ppm. Полученная оценка исследованных метрологических характеристик превышает уровень требований, предъявляемых к вторичным (рабочим) эталонам в России.

В заключении, мы исследовали эталон напряжения, основанный на использовании джозефсоновских контактов из ВТСП, охлаждаемых до температуры 77 К.

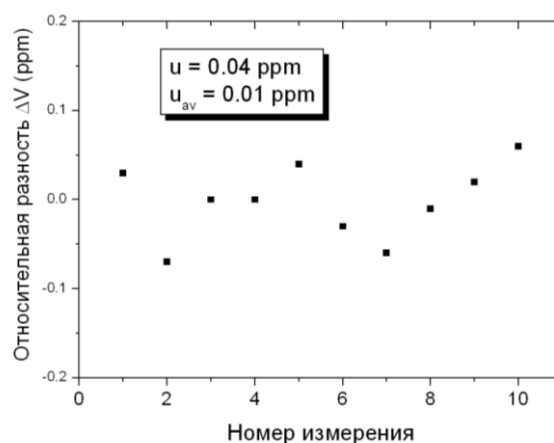


Рис. 2. Результаты сличения эталона напряжения на ВТСП с транспортируемым эталоном ВНИИМ им. Д.И. Менделеева при 10 В

Получены первые образцы микросхем с выходным напряжением до 50 мВ при облучении 322 джозефсоновских контактов из ВТСП при температурах жидкого азота. Прямое сличение выходных напряжений нового эталона и транспортируемого джозефсоновского эталона ВНИИМа показало совпадение их выходных напряжений с относительной неопределенностью менее 0.05 ppm. Таким образом, новый прибор, не требующий охлаждения джозефсоновских контактов до гелиевых температур, может найти применение в практической метрологии и прецизионных измерениях.

Авторы благодарят за частичную поддержку гранты РФФИ № 15-02-05793, № 15-42-02469 и грант РНФ № 15-12-10020.

Литература

1. А. М. Клушин, Е. Е. Пестов, М. А. Галин и др. // ФТТ, Т. 58, 2121 (2016).
2. А.М. Клушин, С.К. Хоршев, А.И. Пашковский и др. // Радиоизмерения и электроника КВАРЦ, № 20, 10 (2014).
3. S.K. Khorshev, A.I. Pashkovsky, N.V. Rogozhkina et al. // Conference Digest, art. no. 7540701, DOI: 10.1109/СРЕМ.2016.7540701, Conference on Precision Electromagnetic Measurements (СРЕМ 2016).

Однофотонный отклик в тонких сверхпроводящих пленках MoN_x

Ю.П. Корнеева^{1, 2*}, И.Н. Флоря², М.А. Мошкова², С.Н. Вдовичев¹
А.А. Корнеев², Г.Н. Гольцман²

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

² Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва, 199991.

*korneeva_yuliya@mail.ru

В работе представлены результаты исследования механизма однофотонного детектирования в узких полосках молибдена с растянутой решеткой (соединение MoN_x) толщиной 3,6 нм. Данный материал является «грязным» сверхпроводником с коэффициентом диффузии $0,38 \text{ см}^2/\text{с}$ и временем электрон-фононного взаимодействия порядка 300 пс. Для MoN однофотонных детекторов различной ширины экспериментально подтвержден нелинейный характер токово-энергетической зависимости.

Введение

Принцип работы счетчиков одиночных фотонов (SSPD) на основе сверхпроводниковых пленок заключается в возникновении резистивного состояния в узкой токонесящей полоске, поглотившей фотон [1]. Наиболее подробно эффект однофотонного детектирования был изучен и проанализирован в рамках существующих теорий «горячего пятна» [1-3] и «горячей перемички» [4] для поликристаллических сверхпроводников - нитридов NbN [5-6, 11], TaN [7-9], и для аморфных – силицидов WSi [10-12] и MoSi [13]. Данные материалы объединяет то обстоятельство, что они являются низкотемпературными «грязными» сверхпроводниками с температурой сверхпроводящего перехода $T_c \leq 10 \text{ K}$ и коэффициентом диффузии $D \approx 0,2 - 0,6 \text{ см}^2/\text{с}$. Однако, указанные нитриды отличаются от силицидов временем электрон-фононного взаимодействия τ_{e-ph} . Так, τ_{e-ph} для NbN составляет 7 пс [14], а для WSi - 300 пс [15]. При этом было показано, что в детекторах WSi 100% внутренняя эффективность детектирования, т.е. эффективность, нормированная на коэффициент поглощения пленки, достигается при гораздо меньших токах, чем в NbN [10].

Поскольку, эффективность детектирования связана с кинетикой электрон-фононной релаксации и временем жизни горячего пятна, одной из основных предполагаемых причин высокой эффективности детектирования является большое время электрон-фононного взаимодействия, которое препятствует быстрому уходу энергии поглощенного фотона из сверхпроводящей пленки. В связи с этим, исследование материалов с большим временем электрон-

фононного взаимодействия и малым коэффициентом диффузии представляется интересным.

Исследуемые образцы и методы

MoN_x пленки толщиной от 3 до 5 нм изготавливались методом магнетронного распыления Mo мишени на постоянном токе в атмосфере азота. Критическая температура пленок составляла 5-7K при поверхностном сопротивлении 350-450 Ом/кв. Коэффициент диффузии, вычисленный из измерений критической температуры в разных магнитных полях варьировался в диапазоне $0,26 - 0,38 \text{ см}^2/\text{с}$ в зависимости от толщины пленки. Время электрон-фононного взаимодействия τ_{e-ph} определялось из частотной зависимости резистивного отклика, возникающего на образце при поглощении амплитудно-модулированного ГГц излучения [17]. Так, под действием излучения, сопротивление образца, поддерживаемого при электронной температуре, близкой к критической, совершает колебания вслед за возникающими биениями поля на частоте, равной разности частот генераторов. При приближении периода биений к характерному времени энергетической релаксации образца, в нашем случае это электрон-фононное время, амплитуда отклика начинает уменьшаться. Характерное время определяют по граничной частоте, соответствующей уменьшению амплитуды отклика на 3 дБ. Для изучаемых образцов это время составило 290 - 370 пс в зависимости от температуры.

Для доказательства однофотонности отклика на MoN сверхпроводниковых полосках использовался метод исследования статистики фотоотсчетов с применением пуассоновского источника. Кроме

того, была подробно исследована зависимость порогового тока смещения от энергии фотона для образцов различной ширины. Пороговый ток смещения определялся как ток, при котором эффективность детектирования составляла 50% от внутренней эффективности детектирования. При обработке экспериментальных данных мы предполагали, что насыщение на токовой зависимости эффективности детектирования на коротких длинах волн соответствует 100% внутренней квантовой эффективности. На длинных волнах пороговый ток смещения извлекался из данных, экстраполированных сигмоидной функцией для визуализации насыщения.

Экспериментальные результаты

Нами была продемонстрирована возможность однофотонного детектирования на одиночных MoN полосках в виде меандров шириной от 73 нм до 106 нм в диапазоне длин волн от 405 нм до 1550 нм. Зависимость порогового тока от энергии фотона для MoN однофотонных детекторов с различной шириной полоски представлена на (рис.1). Для сравнения здесь также представлена зависимость порогового тока смещения от энергии фотона для NbN образца, взятая из [16].

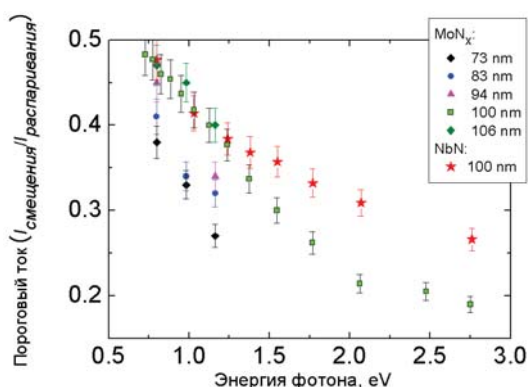


Рис. 1. Зависимость порогового тока для MoN однофотонных детекторов от энергии фотона

Пороговый ток для исследуемых образцов имеет ярко выраженную зависимость от ширины полоски. Кроме того, зависимость для MoN более крутая, чем зависимость для NbN, на длинных волнах и более пологая на коротких (образец шириной 106 нм при энергиях фотона выше 2 эВ). Мы предполагаем, что такое поведение связано с более длинным временем электрон-фононного взаимодействия в пленках MoN. В общем, полученный нелинейный вид токово-энергетической зависимости для MoN

SSPDs совпадает с экспериментальными результатами, полученными для NbN [16] и рассчитанными для WSi [16] SSPDs, описанными в рамках «модифицированной модели горячего пятна» [3]. Однако, следует отметить, что нелинейная токово-энергетическая зависимость предсказывается для однофотонных детекторов как «модифицированной моделью горячего пятна» [3], так и моделью «горячей перемишки» [4] и моделью, схожей с моделью «горячей перемишки», но при этом учитывающей «эффект фононного горла» [18]. Для более точного количественного сравнения экспериментальных данных с существующими теориями требуются дополнительные исследования.

Благодарности

Работа была поддержана грантом РФФ 16-19-10633.

Литература

1. G. Gol'tsman, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 79, 705 (2001).
2. A. Semenov, *et al.* // Eur. Phys. J. B, V. 47, 495 (2005).
3. A. N. Zotova and D. Y. Vodolazov. // Supercond. Sci. Technol., V. 27, 125001 (2014).
4. L. N. Bulaevskii, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 85, 014505 (2012)
5. R. Lusche, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 89, 104513 (2014).
6. D. Yu. Vodolazov, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 92, 104503 (2015).
7. A. Engel, *et al.* // IEEE Trans. Appl. Supercond., V. 23, 2300505 (2013).
8. A. Engel, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 100, 062601 (2012).
9. A. Engel *et al.* // Phys. Rev. B V.86, 140506(R), (2012).
10. F. Marsili, *et al.* // Nature Photonics, V. 7, 210 (2013).
11. J. J. Renema, *et al.* // Phys. Rev. Lett., V.112, 117604 (2014).
12. R. Gaudio, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 109, 031101 (2016).
13. A. Korneev *et al.* // IEEE Trans. Appl. Supercond., V.25(3), 2200504 (2015).
14. K. S. Il'in, *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 73, 3938 (1998).
15. Sidorova *et al.* // arxiv.org/pdf/1607.07321 (2016).
16. D. Yu. Vodolazov *et al.* // Phys. Rev. B, V. 92, 104503 (2015).
17. A. Kardakova *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 103, 252602 (2013).
18. A. G. Kozorezov *et al.* // Phys. Rev. B V.92, 064504 (2015).

Гигантские квантовые магнито-резистивные осцилляции в сверхпроводящем кольце

В.И. Кузнецов *

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, Московская область, 142432.
*kvi@iptm.ru

Экспериментально обнаружены гигантские квантовые магнито-резистивные осцилляции в сверхпроводящем алюминиевом микрокольце, смещенном внешним постоянным током при температурах чуть ниже критической температуры. Амплитуда осцилляций могла достигать величины, близкой к сопротивлению кольца в нормальном состоянии. Скорее всего, этот эффект есть благодаря неравновесным разогревным процессам, обеспечивающим магнитное переключение кольца из состояния, близкого к сверхпроводящему состоянию, в состояние, близкое к нормальному, и наоборот.

Введение

Исследование квантовых магнито-резистивных осцилляций в сверхпроводящих мезоскопических кольцах без слабых звеньев (или туннельных контактов) является актуальным, так как такие кольца могут работать как высоочувствительный микро-SQUID [1] и как высокоэффективный магнитозависимый выпрямитель переменного напряжения [2] (если в кольце имеется циркулярная асимметрия).

Ранее квантовые осцилляции сопротивления, вызванные осцилляциями сверхпроводящей критической температуры T_c , в зависимости от магнитного поля (эффект Литтла-Паркса [3]) были измерены в сверхпроводящих цилиндрах малого диаметра (сравнимого с сверхпроводящей когерентной длиной $\xi(T)$) при малых значениях внешнего постоянного тока при температурах, очень близких к T_c .

Эффект Литтла-Паркса наблюдался в цилиндрах [3] при условиях, близких к равновесным. Тогда как эффект Литтла-Паркса, измеренный в кольцах малого диаметра [4], проявлял существенные особенности, указывая, на неравновесную ситуацию. Квантовые осцилляции в кольцах большего диаметра при неравновесных условиях (больших токах и T ниже T_c) практически не изучены. В кольцах большего диаметра ожидаются слабые квантовые осцилляции из-за меньших циркулирующих сверхпроводящих токов, и из-за того, что не все кольцо будет переключаться с изменением поля из сверхпроводящего состояния в нормальное и обратно.

Результаты и дискуссия

В этой работе квантовые магнеторезистивные осцилляции были измерены в сверхпроводящем кольце в аксиальном магнитном поле H при T чуть

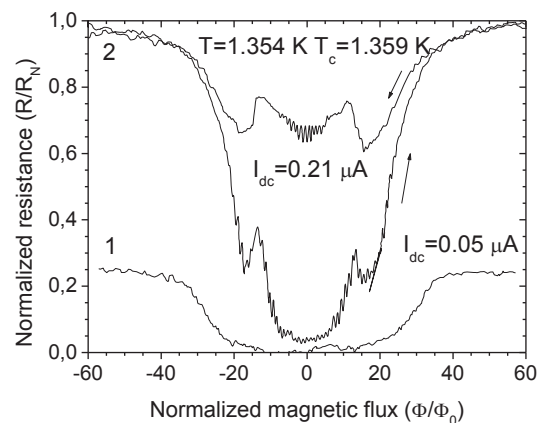


Рис. 1. Осцилляции нормированного сопротивления R/R_N в зависимости от нормированного магнитного потока Φ/Φ_0 при $T=1.354$ К для кривых 1 и 2, записанных при токах смещения 0.05 и 0,21 мкА, соответственно. Стрелками указано направление развертки магнитного поля

ниже T_c . Мы измеряли $V(H)$ напряжение при разных значениях внешнего постоянного тока I_{dc} , близких к критическому сверхпроводящему току I_c .

Исследуемое кольцо с внутренним радиусом $r_{in}=1.9$ мкм и внешним радиусом $r_{ex}=2.1$ мкм (со средним геометрическим радиусом $r_g=2.0$ мкм), с шириной стенки $w_n=0.21$ мкм, меньшей $2\xi(T)$, и толщиной пленки $d=29$ нм получено путем термического напыления алюминия на кремниевую подложку, используя lift-off процесс электронно-лучевой литографии.

Структура имела параметры: Сопротивление в нормальном состоянии $R_N=23$ Ом. Сопротивление на квадрат площади $R_S=1.31$ Ом. Удельное сопротивление $\rho=3.79 \cdot 10^{-8}$ Ом м. Из теоретического выражения $\rho l=5.1 \cdot 10^{-16}$ Ом м² средняя длина свободного пробега электронов $l=13.5$ нм. $T_c=1.359$ К.

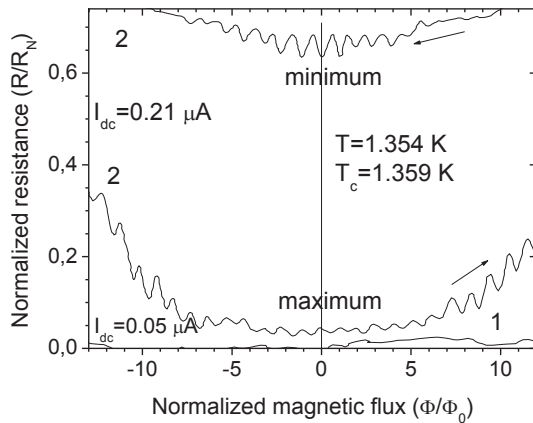


Рис. 2. Увеличенная центральная часть рисунка 1. Вертикальная линия при поле $H=0$ указывает на то, что максимумы на низко-резистивной ветви кривой 2 сменяются на минимумы на высоко-резистивной ветви кривой 2

На рисунках 1-3 показаны осцилляции нормированного сопротивления R/R_N в функции нормированного магнитного потока Φ/Φ_0 (где $\Phi_0 = hc/2e$ - сверхпроводящий квант потока), измеренные на этом кольце при $T=1.354$ К в аксиальном магнитном поле H при постоянном внешнем токе: $I_{dc}=0.05$ мкА (кривая 1 рис.1-2), 0.21 мкА (кривая 2 рис.1-2), 0.27 мкА (кривая 3 рис.3). Кривая 2 (рис.1) демонстрирует загадочный гистерезис в зависимости от направления развертки магнитного поля. Рис. 2 (увеличенная центральная часть рис.1) показывает, что при смене направления развертки поля ожидаемые минимумы при $\Phi/\Phi_0=n$ на кривой 2 сменяются на неожиданные максимумы. На кривых 2 (рис.1) и 3 (рис.3) видны участки отрицательного магнетосопротивления. Увеличение I_{dc} с 0.21 (кривая 2 рис.1-2) до 0.27 мкА (кривая 3 рис.3) превращает осцилляции малой амплитуды в гигантские.

На рисунке 3 представлены гигантские осцилляции R/R_N в зависимости от Φ/Φ_0 , измеренные на этом кольце при токе $I_{dc}=0.27$ мкА и $T=1.354$ К в поле H . Минимумы осцилляций, как полагается, соответствуют целым значениям нормированного потока ($n=\Phi/\Phi_0$). Однако, максимумы осцилляций наблюдаются при $\Phi/\Phi_0=n-1/4$, резко отклоняясь от ожидаемых полужелых значений нормированного потока ($\Phi/\Phi_0=n-1/2$) на самих вершинах пиков. Период осцилляций по полю $\Delta H=1.71$ Гаусс соответствует кванту магнитного потока Φ_0 , пронизывающего кольцо с радиусом, практически равным среднему геометрическому радиусу кольца $r_g=2.0$ мкм.

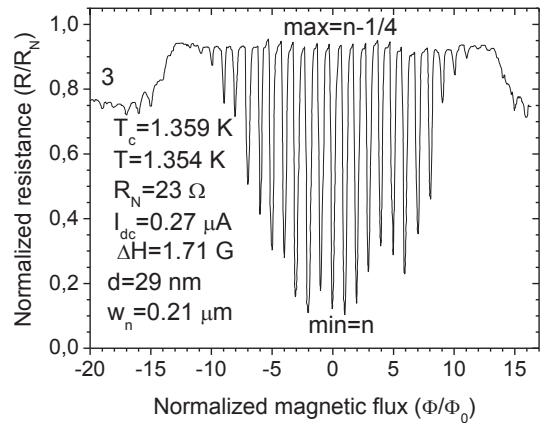


Рис. 3. Гигантские осцилляции нормированного сопротивления R/R_N в зависимости от нормированного магнитного потока Φ/Φ_0 при $T=1.354$ К для кривой 3, записанной при токе смещения 0.27 мкА. Минимумы на кривой наблюдаются при $\Phi/\Phi_0=n$, максимумы при $\Phi/\Phi_0=n-1/4$

Эти осцилляции, строго говоря, нельзя называть осцилляциями Литтла-Паркса. Большая амплитуда осцилляций (вопреки большому диаметру кольца) есть благодаря тому, что все кольцо (а не только область $2\zeta(T)$ из-за сильного квазичастичного (или Джоулева) разогрева периодически переключается в функции от поля в состояние, близкое к нормальному состоянию, из состояния, близкое к сверхпроводящему состоянию, и обратно.

Найдено, что с понижением T и увеличением I_{dc} осцилляции типа Литтла-Паркса с периодом, равным $\Phi_0=hc/2e$, и амплитудой $dR=(0.07-0.1)*R_N$ трансформировались в гигантские $hc/2e$ осцилляции с амплитудой (от пика к пику), могущей достигать значения $dR=R_N$. Гигантские осцилляции, вероятно, имеют неравновесную природу.

Литература

1. A. Barone and G. Paterno. *Physics and Application of the Josephson Effect*. John Willey and Sons, New York, 1982.
2. В. Дубонос, В.И. Кузнецов, И.Н. Жилиев, А. В. Никулов, А.А. Фирсов, Письма в ЖЭТФ **77**, 439 (2003).
3. W.A. Little and R.D. Parks, Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).
4. H. Vloeberghs *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1268 (1992).

Болометры на холодных электронах с предельной чувствительностью, ограниченной фотонным шумом благодаря рекордному электронному самоохлаждению

Л.С. Кузьмин^{*1,2}, А.Л. Панкратов^{1,3}, А.В. Гордеева^{1,3}, А.В. Чигинев^{1,3*}, В.О. Зброжек¹, Л.С. Ревин^{1,3}, В.А. Шампоров^{1,3}, А.А. Гунбина¹, С. Мази⁴, П. де Бернардис⁴

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

2 Чалмерский Университет Технологии, 41296, Гётеборг, Швеция.

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

4 Римский университет Ла Сапиенца, Рим, Италия.

*kuzmin@chalmers.se

В работе реализован образец массива болометров на холодных электронах (БХЭ) с предельной чувствительностью, ограниченной фотонным шумом для задач миссии воздушного шара-телескопа ОЛИМПО. Болометры демонстрируют эффективное электронное самоохлаждение абсорбера от 310 мК до 80 мК в отсутствие оптической нагрузки P_0 , и охлаждение от 310 мК до 180 мК с фоновой мощностью $P_0 = 40$ пВт на 350 ГГц. Электронное охлаждение служит как сильная электро-тепловая обратная связь, улучшая шумовые и динамические характеристики БХЭ. Благодаря электронному охлаждению, режим работы, ограниченный фотонным шумом, реализуется в диапазоне мощностей 8 - 30 пВт для фоновой температуры $T_{ph} = 310$ мК. Таким образом, реализован первый детектор в мире, работающий при электронной температуре ниже фоновой.

Введение

В работе реализован образец массива болометров на холодных электронах (БХЭ) [1] с чувствительностью, ограниченной фотонным шумом, для задач миссии ОЛИМПО. Предельная чувствительность основана на прямом электронном охлаждении абсорбера СИН (сверхпроводник-изолятор-нормальный металл) переходами болометров (Рис. 1). Высокая эффективность охлаждения осуществляется благодаря сочетанию следующих факторов:

- очень малый объем абсорбера ($0,02$ мкм³);
- большая относительная площадь туннельных переходов (80% от общей площади абсорбера);
- эффективное удаление горячих квазичастиц через сверхпроводящие электроды по обеим сторонам СИН-переходов;
- близкое расположение нормальных металлических ловушек к туннельным контактам;
- защита всей системы от шумов с помощью распределения по $N = 48$ последовательным рядам (для шумов напряжения) и $W = 4$ параллельным рядам (для токовых шумов).

Экспериментальные и теоретические результаты

В результате массив БХЭ демонстрирует эффективное электронное охлаждение (Рис. 2):

- от **310 мК до 80 мК** в холостом режиме (без оптической нагрузки P_0) и
- от **310 мК до 180 мК** с $P_0 = 30$ пВт на 350 ГГц.

Из-за эффективного электронного охлаждения абсорбера, режим работы, ограниченный фотонным шумом, реализуется в диапазоне $P_0=8 - 30$ пВт при $T_{ph} = 310$ мК (см. Рис. 3, где изображены графики мощности эквивалентной шуму NEP для различных компонент). При $T_{ph} = 200$ мК режим работы, ограниченный фотонным шумом, реализуется в диапазоне $P_0=1 - 30$ пВт.

Это означает, что даже при относительно высокой мощности нагрузки, БХЭ работают при электронной температуре меньше фоновой температуры. Таким образом, реализован первый детектор в мире, работающий при электронной температуре ниже фоновой.

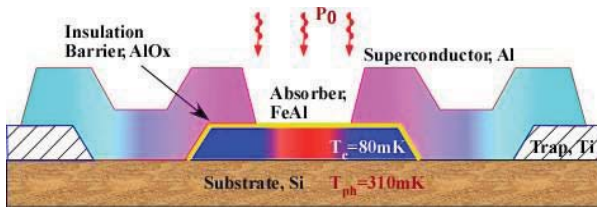


Рис. 1. Схематичный вид болометра на холодных электронах (БХЭ)

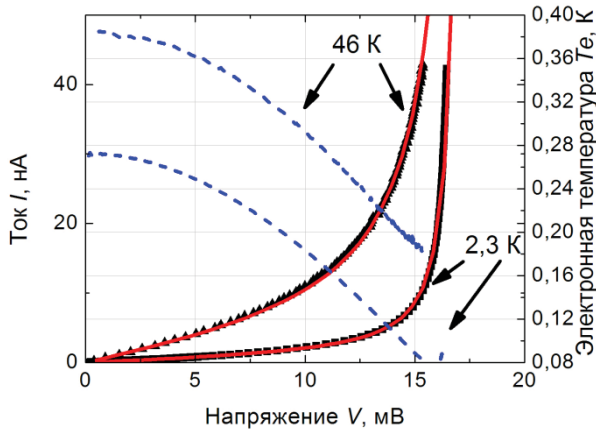


Рис. 2. ВАХ (треугольники - эксперимент и сплошные кривые - теория) и электронная температура T_e (пунктир) от напряжения в массиве БХЭ

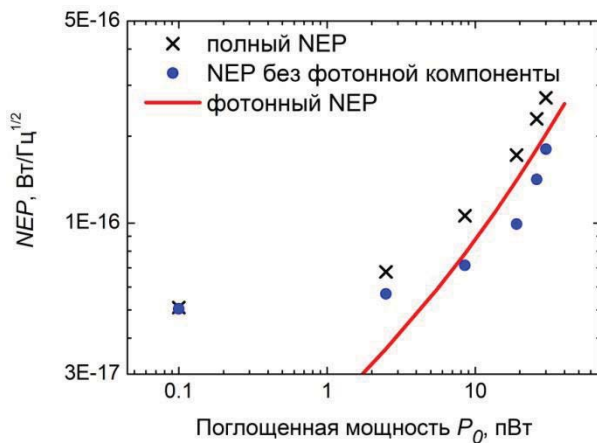


Рис. 3. Различные компоненты NEP в зависимости от поглощенной мощности при $T_{ph} = 310$ мК

Другой актуальной задачей, стимулируемой Европейским Космическим агентством для программы CORE, является создание многочастотных пикселей для увеличения точности анализа данных и уменьшения размера фокальной плоскости [2]. В данной работе предложен новый вид многочастотной антенны типа "ракушка" с разрешением по поляризации. Эти щелевые антенны расположены компактно по форме раковины с индивидуальными гнездами для каждой частоты и каждой поляризации. Такое расположение дает уникальную возможность

независимой настройки отдельных параметров щелей с копланарными линиями передачи (КЛП) и болометрами. Для каждой полосы частот антенна содержит две пары ортогональных слотов для каждой поляризации, соединенных КЛП с болометрами в середине для работы в фазе. Для лучшей формы луча были введены сосредоточенные емкостные элементы в виде H-образного выреза.

Антенна типа ракушка дает уникальную возможность выбрать необходимую полосу пропускания с помощью резонансных болометров на холодных электронах (РБХЭ) с внутренней фильтрацией, выполненной с помощью кинетической индуктивности сверхпроводящего полоска NbN и емкостью СИН-перехода [3].

Другим кандидатом на роль многочастотной системы является перекрестно-щелевая антенна с РБХЭ для двух частот на одном чипе. Для такой системы предлагается использовать одну антенну с двумя РБХЭ, каждый из которых отвечает за одну из частот 75 или 105 ГГц. Антенна предназначена для согласования с кремниевой линзой в одном пикселе двух ортогональных поляризаций. РБХЭ с резонансными контурами размещены в центре слотов, предварительная фильтрация частоты в каждом пикселе производится с помощью антенны и окончательная - за счет резонансных свойств РБХЭ.

В настоящее время ведутся работы над развитием многочастотного пикселя для 75 ГГц и 105 ГГц каналов для космического телескопа CORE.

Выражаем благодарность М.А. Тарасову за плодотворное обсуждение и помощь в изготовлении образцов.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 16-19-10468).

Литература

1. L. Kuzmin, "Ultimate Cold-Electron Bolometer with Strong Electrothermal Feedback", Proc. of the SPIE conference "Millimeters and Submillimeter Detectors", 5498, 349 (2004).
2. The ESA Tender ESTEC ITT AO/1-7256/"Next Generation Sub-millimetre Wave Focal Plane Array Coupling Concepts", February 2013.
3. L. S. Kuzmin, IEEE Trans. THz Sci. Technol., 4, 314 (2014).

Двухчастотная планарная перекрестно-щелевая антенна с резонансными болометрами на холодных электронах для космической миссии ESA-COrE

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

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, 7, Нижний Новгород, 607680.

*chig@ipmras.ru

Проведено численное моделирование диаграммы направленности и частотных характеристик перекрестно-щелевой антенны с резонансными болометрами на холодных электронах. Продемонстрирована возможность работы этой системы в двухчастотном режиме. Рассчитанные характеристики приемной системы соответствуют требованиям Европейского космического агентства, предъявляемым к антенным системам, предназначенным для работы в составе космической миссии CORe (Cosmic Origins Explorer).

Введение

Космическая миссия CORe является частью космической программы Европейского космического агентства (ESA), принятой для изучения поляризации реликтового излучения. В числе требований, предъявляемых ESA к приемным системам для проекта CORe, есть необходимость приема сигнала на нескольких частотных каналах с разрешением по поляризации в одном пикселе. Ширина главного лепестка диаграммы направленности антенны должна составлять 20° , эллиптичность луча — $<5\%$, ширина частотной полосы приемной системы — 20% от рабочей частоты канала, разрешение по поляризации — не хуже 30 дБ [1]. Кроме того, антенна должна быть согласована по импедансу с болометрами на холодных электронах (БХЭ) [2], которые предлагается использовать в качестве сверхчувствительных детекторов излучения. Целью настоящей работы является разработка антенной системы, удовлетворяющей указанным выше требованиям.

Одним из подходов к решению данной задачи является использование перекрестно-щелевой антенны [3,4]. Изначально антенна данного типа была предназначена для приема сигнала в одном частотном канале. В настоящей работе мы с помощью численного моделирования показываем способность данной антенны работать в двухчастотном режиме и

обеспечивать приемлемые частотные характеристики и параметры диаграммы направленности.

Развитием концепции БХЭ является резонансный болометр на холодных электронах (РБХЭ) [5]. В нем имеется полоска из сверхпроводника, обладающая кинетической индуктивностью и образующая последовательный колебательный контур совместно с емкостями SIN-контактов, являющихся частью болометров. Этот последовательный контур обеспечивает частотную избирательность РБХЭ. Мы предполагаем использование РБХЭ в качестве детекторов излучения совместно с перекрестно-щелевой антенной.

Моделирование и результаты

Внешний вид антенны показан на рис. 1. Антенна состоит из металлического слоя, нанесенного на кремниевую подложку. В металлическом слое имеются щели, форма и взаимное расположение которых показано на рис. 1б. Фазировка противоположных щелей и их соединение с РБХЭ осуществляется с помощью микрополосковых линий. С обратной стороны подложки расположена кремниевая линза с просветляющим покрытием, ответственная за формирование направленности антенны (рис. 1а).

В данной работе мы для простоты рассчитываем характеристики антенны для одной из двух поляризаций принимаемой волны.

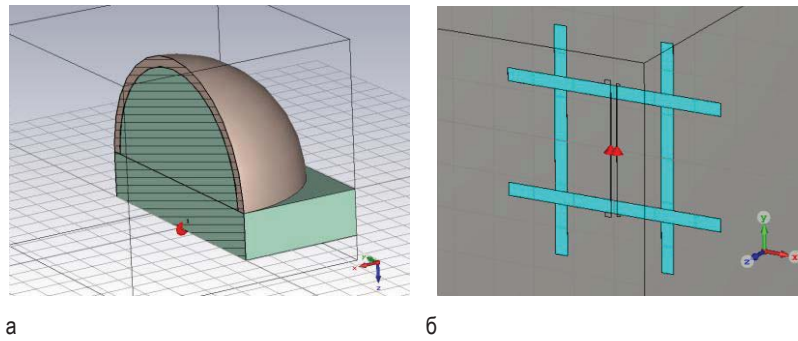


Рис. 1. Внешний вид перекрестно-щелевой антенны. а - поперечный разрез антенны на подложке с линзой, б - центральная часть антенны

На рис.2 показана диаграмма направленности перекрестно-щелевой антенны. Разными цветами показаны диаграммы в разных сечениях луча.

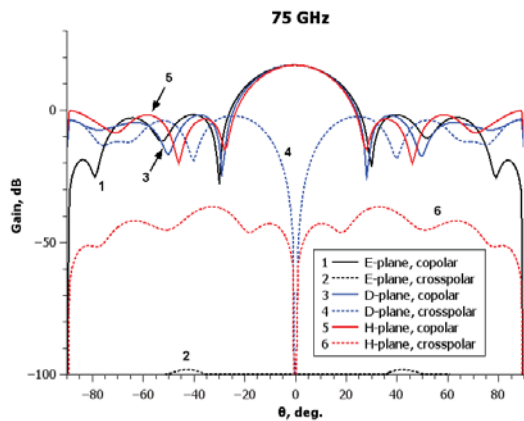


Рис. 2. Пример рассчитанной диаграммы направленности антенны для частоты 75 ГГц

Рис. 3 демонстрирует частотные характеристики антенны с резонансными болометрами. В качестве эквивалентной схемы РБХЭ в моделировании использовался последовательный колебательный контур.

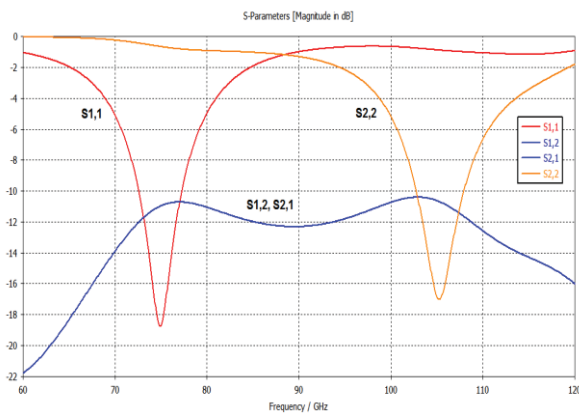


Рис. 3. Частотные характеристики антенны с РБХЭ

В табл. 1 сведены характеристики приемной системы, полученные из анализа диаграмм направленности и частотных характеристик.

Таблица 1. Характеристики приемной системы.

Показатели	Требования ESA	Канал 75 ГГц	Канал 105 ГГц
Ширина полосы частот при -3 дБ, ГГц	20% от $F_{рез}$	14,9	19,0
Ширина диаграммы направленности, град.	20	24,3	19,5
Эллиптичность луча, %	<5	4,2	0,3
Разрешение по поляризации, дБ	30	23.4	29.6

Из табл. 1 видно, что рассчитанные характеристики перекрестно-щелевой антенны в целом удовлетворяют требованиям ESA, предъявляемым к приемным системам для проекта CORE.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-19-10468).

Литература

1. The ESA Tender ESTEC ITT AO/1-7256/—Next Generation Sub-millimetre Wave Focal Plane Array Coupling Concepts, February 2013.
2. L. Kuzmin // *SNED Proc.*, 145 (2001).
3. G. Chattopadhyay and J. Zmuidzinas // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, V. 46, 736 (1998).
4. G. Chattopadhyay, D. Miller, H.G. LeDuc, and J. Zmuidzinas // *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, V. 48, 1680 (2000).
5. L.S. Kuzmin // *IEEE Transactions On Terahertz Science And Technology*, V. 4, 314 (2014).

Зарядовый разбаланс в высокотемпературных сверхпроводниках

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 внутренних джозефсоновских переходов в высокотемпературных сверхпроводниках, создаваемые инжекцией тока при наличии внешнего периодического воздействия. Показано, что зарядовый разбаланс может приводить к изменению свойств ступенек Шапиро, а именно к наклону и изменению ширины ступенек. Величина наклона зависит от параметра неравновесности системы. Ширина ступенек изменяется при увеличении времени релаксации.

Введение

Фазовая динамика слоистых сверхпроводящих материалов 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 в высокотемпературных материалах, изучались интенсивно в последние годы [1-5]. Разбаланс заряда в систематической 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

Разработанная нами модель включает в себя ССJJ+DC-модель, описывающую систему связанных ДП, и СIB-модель, учитывающую зарядовый разбаланс в системе, возникающий вследствие малой толщины сверхпроводящих слоев [6]. В безразмерном виде система уравнений, описывающая стек связанных ДП с учетом зарядового разбаланса имеет вид:

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

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. Чтобы отразить экспериментальную ситуацию, мы добавили 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.

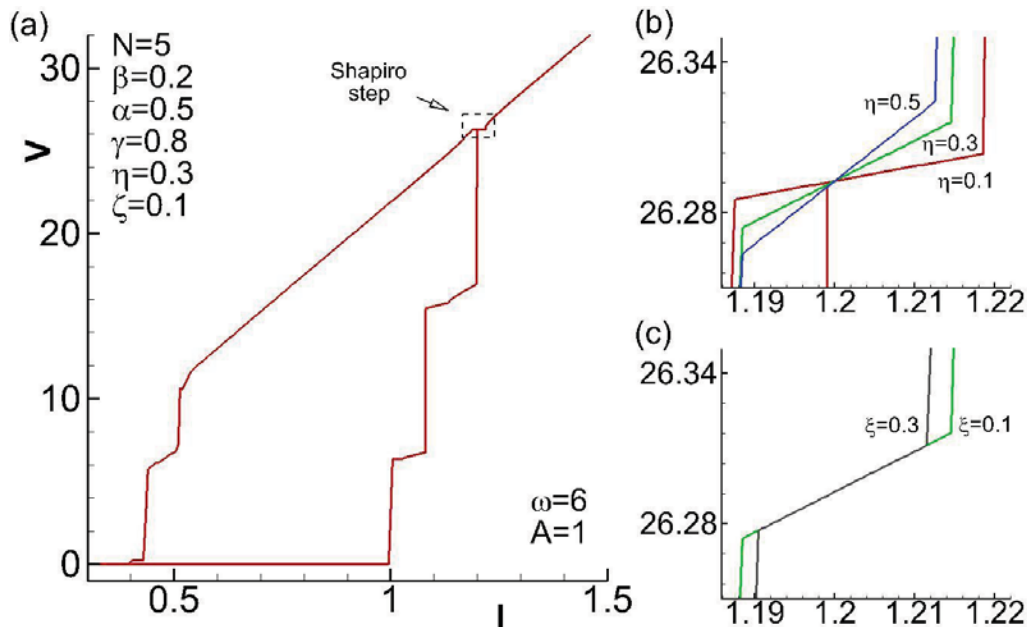


Рис. 1. Влияние параметров неравновесности η и ζ на свойства ступенек Шапиро в системе связанных ДП. (а) Вольт-амперная характеристика системы 5 ДП при $\beta = 0.2, \alpha = 0.5, \gamma = 0.8, \eta = 0.3, \zeta = 0.1$ под действием внешнего электромагнитного воздействия с частотой $\omega = 6$ и амплитудой $A = 1$. (б) Изменение наклона ступеньки при разных параметрах неравновесности $\eta = 0.1, 0.3, 0.5$. (с) Изменение ширины ступеньки при изменении времени релаксации $\zeta = 0.1, 0.3$

Основные результаты

Мы предполагаем, что за счет эффекта близости толщина первого и последнего S-слоев больше толщины средних. Поэтому параметр неравновесности зависит от параметра граничных условий γ , $\eta_{0,N} = \eta\gamma$. Расчеты были проведены для системы пяти связанных ДП с малым параметром диссипации $\beta = 0.2$. Рис.1 демонстрирует влияние параметров неравновесности η и ζ на свойства ступенек Шапиро в системе связанных ДП. Вольт-амперная характеристика системы, показанная на Рис.1(а), демонстрирует интенсивное ветвление вблизи критического тока и в области гистерезиса, связанное с переключениями между осциллирующим (О) и вращающимся (В) состояниями переходов в стеке [6]. Внешнее периодическое воздействие приводит к появлению ступенек Шапиро на ВАХ и уменьшению гистерезиса. Изменения свойств ступенек Шапиро, происходящие под воздействием потенциала ψ_t , отражены на рис. 1b и рис. 1c. Ступенька демонстрирует наклон, который меняется с изменением параметра η (см. Рис.1(b)). В свою очередь, изменение времени релаксации ζ , приводит к уменьшению ее ширины, это показано на рис. 1c.

В заключении, отметим существенное влияние граничных условий и эффекта близости на свойства внутренних джозефсоновских переходов. Как показано в работе [6], неперидические граничные условия могут быть причиной сдвига ступеньки Шапиро от канонического положения на экспериментальных ВАХ [7].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №15-51-61011 Египет_a и №16-52-45011 Индия_a.

Литература

1. S. Artemenko and A. Kobelkov// PRL **78**, 3551 (1996)
2. Preis C., Helm C., Keller J., Sergeev A. and Kleiner R.// Proc. SPIE, **3480**, 236 (1998)
3. C. Helm, L.N. Bulaevskii, E.M. Chudnovsky and M.P. Maley// 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)
7. S. Rother, Y. Koval, P. Müller, R. Kleiner, D.A. Ryndyk, J. Keller and C. Helm// PRB **67**, 024510 (2003)

Активные джозефсоновские антенны бегущей волны

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

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

*kurin@ipmras.ru

Предлагается новый взгляд на проблему получения когерентного излучения от систем с большим количеством джозефсоновских контактов, основанный на концепции антенн бегущей волны. Бегущая волна в линии обеспечивает идентичность электродинамических условий, в которых находятся контакты, а отток энергии на излучение в боковом направлении препятствует насыщению нелинейности индивидуальных контактов, имеющих малый динамический диапазон. Рассмотрены простые аналитические модели, демонстрирующие реализуемость режима бегущей волны. Разработана программа прямого численного моделирования джозефсоновских микросхем, включающих микроантенны, сосредоточенные элементы и цепи питания.

Попытки применения эффекта Джозефсона для генерации микроволнового излучения имеют длительную историю развития, однако область применения джозефсоновских генераторов до сих пор остается очень ограниченной [1]. Чтобы выиграть конкуренцию со стороны полупроводниковых приборов, например, таких как квантовые каскадные лазеры терагерцового диапазона, мощность должна быть значительно увеличена, скажем, до уровня нескольких mW . Это потребует создания систем с числом джозефсоновских контактов порядка 10^4 - 10^5 . При современном уровне интеграции такие микросхемы будут иметь размеры $\sim 1cm$, что соответствует приблизительно 30 длинам волн терагерцового диапазона $\lambda \approx 300\mu m$. При таких размерах на динамику джозефсоновских систем существенное влияние будут оказывать эффекты запаздывания и излучения в открытое пространство.

Таким большим джозефсоновским системам, их теоретическому описанию и их компьютерному моделированию и посвящена настоящая работа. Мы показываем, что в некоторых классах таких систем возможны режимы бегущей волны, при которых все джозефсоновские контакты находятся в идентичных электродинамических условиях и когерентно работают над полем излучения. Такие системы, которые мы будем называть активными джозефсоновскими антеннами бегущей волны, обладают свойством масштабируемости: интенсивность их излучения при оптимальном согласовании растет пропорционально размеру системы или числу джозефсоновских контактов. Важным компонентом, обеспечивающим когерентность вкладов большого числа контактов, является отток энергии от линии передачи в боковом направлении (вертикальный вывод излучения), что препятствует насыщению нелинейности индивидуальных контактов, имеющих малый динамический диапазон. На базе таких систем могут быть построены

джозефсоновские генераторы с мощностью, достаточной для практических применений. В докладе мы представляем теорию открытых джозефсоновских линий и формулируем условия существования и устойчивости режимов бегущей волны. Для изучения нелинейной динамики активных джозефсоновских антенн разработана программа прямого численного моделирования, основанная на прямом решении уравнений Максвелла во временной области (FDTD - Finite Difference in Time Domain) и самосогласованном решении нелинейных уравнений джозефсоновских контактов.

Основные уравнения

В качестве примера рассмотрим одномерную цепочку контактов, включенных последовательно в общую цепь питания и помещенных в открытую линию передачи, связанную со свободным пространством, так что контакты оказываются электродинамически связанными между собой через собственные квазистатические поля и поля излучения. Схематически эта линия показана на Рис. 1.

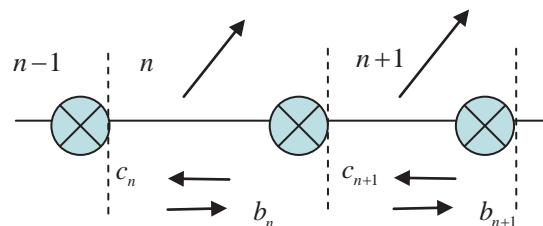


Рис. 1. Джозефсоновские контакты, помещенные в одномерную линию и образующие периодическую структуру, изображены крестиками. Стрелками схематически изображены волны, бегущие в линии и излучаемые в открытое пространство. Пунктирные линии, разделяющие соседние периоды, обозначают места сшивки токов и напряжений в линии

Уравнения для комплексных амплитуд токов и напряжений на n -ом периоде линии, на фиксированной частоте ω выражаются через амплитуды волн, бегущих вправо и влево, и имеют вид $I_n = b_n \exp\{ikx\} + c_n \exp\{-ikx\}$, и $U_n = z_w (b_n \exp\{ikx\} - c_n \exp\{-ikx\}) + U_{n,j}$. Здесь I_n, U_n - амплитуды тока и напряжения в линии, b_n, c_n - амплитуды волн, бегущих вправо и влево соответственно, $z_w = z_0 (1 - i\omega\tau)^{-1/2}$ - комплексное волновое сопротивление линии, $U_{n,j}$ - комплексная амплитуда напряжения на джозефсоновском контакте, волновое число определено соотношением $k = v^{-1}\omega(1 - i\omega\tau)^{-1/2}$, где ω - частота, v - скорость распространения волн в линии, мнимые части волнового числа и импеданса, определяемые параметром τ моделируют потери на диссипацию в линии и на излучение в открытое пространство. Уравнения джозефсоновских контактов в безразмерных переменных имеют вид $\beta\ddot{\varphi}_n + \dot{\varphi}_n + \sin \varphi_n = I_n$. Отыскивая решения в виде $\varphi_n = \omega_j t + \theta_n + \psi_n$, где ψ_n - описывает малые высокочастотные колебания фазы, θ_n - немалая, но медленная фазовая переменная, ω_j - частота джозефсоновских осцилляций найдем уравнение для Фурье амплитуд $\psi(q) = \hat{F}(\psi_n)$, $\chi = \hat{F}(e^{-i\theta_n})$ ВЧ составляющих $-(\beta\omega_j^2 + i\omega_j)\psi(q) = -i\chi + i\omega_j\psi(q)Y(q, \omega_j)$, где $Y(q, \omega) = -i(2z_w)^{-1} \sin kd [\cos q - \cos kd]^{-1}$ есть Фурье-образ адмиттанса линии передачи. Для фаз осцилляций θ_n мы будем иметь нелинейные нелокальные уравнения $\beta\ddot{\theta}_n + \dot{\theta}_n + 2^{-1} \operatorname{Re}(e^{i\theta_n} \sum G(n-m, \omega_j) e^{-i\theta_m}) = 0$, аналогичные полученным в [2]. Ядро интегрального оператора G определяется Фурье-преобразованием функции $G(q) = i[\beta\omega_j^2 + i\omega_j(1 + Y(q, \omega_j))]^{-1}$. Выведенная система уравнений имеет решение в виде бегущей волны фазы $\theta_n = \theta_0 - q_1 n$ с соответствующими амплитудами волн $(b_n, c_n) \sim (b_0, c_0) \exp[-iq_1 n]$, так что ВЧ ток представляет собой волну с бегущей огибающей. Зная распределение тока по линии, нетрудно рассчитать интенсивность и диаграмму направленности излучения, создаваемого такой джозефсоновской антенной бегущей волны. Она будет излучать когерентно в направлении образующей конуса с углом раствора $\sin \alpha = cq_1/\omega_j L$. Если же величина волнового числа q_1 будет достаточно большой, так, что $\sin \alpha > 1$, то генерируемая волна будет прижатой к проводу, и излучение будет происходить только с концов системы. С помощью анализа линеаризо-

ванной системы можно показать, что найденные решения устойчивы в некотором диапазоне волновых чисел q_1 относительно возмущений с любыми волновыми числами q за исключением $q=0$ и $q=-2q_1$, для которых имеет место безразличная устойчивость. Эти возмущения соответствуют бесконечно малому сдвигу исходного нелинейного решения и возбуждению бесконечно малой волны, бегущей навстречу исходной. В конечной системе с фиксированными граничными условиями, согласованными с бегущей волной в каком-то одном направлении вырождение будет снято и нелинейное решение будет устойчиво абсолютно.

Для изучения нелинейной динамики активных джозефсоновских антенн и выяснения вопроса будут ли устанавливаться найденные нами бегущие решения, была разработана программа, основанная на прямом решении уравнений Максвелла во временной области (FDTD - Finite Difference Time Domain) и самосогласованном решении нелинейных уравнений джозефсоновских контактов. В качестве примера для расчетов мы выбрали джозефсоновскую систему, аналогичную однопроводной антенне бегущей волны, называемой антенной Бевериджа [3]. Моделируемая джозефсоновская система представляет собой систему тонких идеальных проводников, сосредоточенных линейных элементов, таких как емкости, индуктивности, сопротивления и источники постоянных электродвижущих сил, нелинейных активных элементов - джозефсоновских контактов, расположенных на диэлектрической подложке. Результат моделирования демонстрирует реализуемость режима бегущей волны, высокую эффективность и хорошую направленность излучения.

Литература

1. Van Duzer T., Turner Ch. W. Principles of superconductive devices and circuits. Upper Saddle River, New Jersey, USA: Prentice Hall, 1999. 448 p.
2. К.К. Лихарев, Введение в динамику джозефсоновских переходов, "Наука," Глав. ред. физико-математической лит-ры, 1985.
3. С.А. Balanis, Antenna Theory: Analysis and Design, Wiley-Interscience, 2005.

Исследование нано-размерных пленок ниобия и нитрида ниобия методом РФЭС

А.В. Лубенченко^{1*}, А.А. Батраков¹, И.В. Шуркаева¹, А.Б. Паволоцкий², С. Краузе², Д.А. Иванов¹, О.И. Лубенченко¹

¹ НИУ Московский энергетический институт, ул. Красноказарменная, 14, Москва, 111250.

² Chalmers University of Technology, st. Maskingrand, 2, Göteborg, 41296, Sweden.

*lubenchenkoav@mpei.ru

В работе исследован химический и фазовый состав тонких пленок ниобия и нитрида ниобия, на основе интерпретации фотоэлектронных спектров. Разработанный авторами метод интерпретации спектров позволил провести корректный послойный анализ. Определен фазовый послойный состав пленок Nb и NbN, рассчитаны толщины этих слоев.

Интерес к нано-размерным пленкам ниобия и его соединений вызван их сверхпроводящими свойствами, находящими применение в приборах криогенной электроники. Например, НЕВ смеситель (hot electron bolometer mixer или смеситель на эффекте электронного разогрева в сверхпроводящих пленках), изготовленный на основе нано-размерной пленке NbN, является наиболее перспективным приемником терагерцового излучения [1].

Ниобий склонен к сильному окислению, и т.к. большинство оксидов ниобия обладают диэлектрическими свойствами, их появление на поверхности сверхпроводящих приборов негативно сказывается на функциональности таких приборов. Исследованию оксидных пленок ниобия и нитрида ниобия посвящено достаточно большое количество работ, например, [2-5]. Формирование границы между слоями нитридом ниобия и оксидом ниобия может привести к образованию различных фаз как оксида, так и нитрида ниобия. Однако нам не известны работы, сообщающие результаты послойного анализа фазового состава таких пленок.

Одним из методов анализа нано-размерных пленок является рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС). С помощью РФЭС проводят химический и фазовый анализ поверхности. В стандартном методе РФЭС относительные концентрации рассчитываются в предположении об однородности мишени по всей глубине анализа. Реальные поверхности всегда неоднородные многокомпонентные по глубине. Не учёт этого приводит к значительным ошибкам и обесценивает саму информацию об относительных концентрациях элементов.

Как правило, поверхность является не только многослойной, но и слоисто-многокомпонентной и

многофазной. Послойный анализ на основе интерпретации фотоэлектронных спектров от таких мишеней является сложной обратной задачей со многими заранее неизвестными параметрами. Для корректного решения этой задачи в работе предлагается: 1) метод вычитания фона с учетом различия потери энергии на поверхности и в объеме; 2) использование постоянных во всем диапазоне фотоэлектронного спектра параметров для расчета фона и профиля линий; 3) использования параметров профилей линий, определяемых из спектров Handbook of X-ray Photoelectron Spectroscopy для чистых однородных мишеней; 4) расчетные формулы для определения собственной ширины пиков фотоэлектронов от химически связанных элементов; 5) одновременная интерпретация различных линий одного элемента с использованием одной и той же модели. Для контроля разложения фотоэлектронных линий и выбора из альтернативных решений единственное мы предлагаем использовать критерий качества разложения: расчет средних относительных стехиометрических коэффициентов соединения элементов мишени по интенсивностям различных линий и расчет этих же коэффициентов по парциальным интенсивностям пиков линии и химическому сдвигу должен давать один и тот же результат.

В работе исследовались пленки Nb и NbN. Ниобий и нитрид ниобия напылялись на кремниевую подложку методом магнетронного напыления. Рентгеновские фотоэлектронные спектры были получены с помощью модуля электронно-ионной спектроскопии на базе платформы Нанофаб 25 (НТ-МДТ). Спектры снимались электростатическим полусферическим энергоанализатором SPECS Phoibos 225.

На рис. 1 показаны рентгеновские фотоэлектронные спектры от различных мишеней. Цифрами обозначены спектры от: 1 — пленки Nb, толщиной 100 нм; 2 — пленки NbN, толщиной 10 нм; 3 — пленки NbN, толщиной 100 нм. На рис. 1а приведены обзорные спектры. На рис. 1б–1г кружками обозначены экспериментальные данные, сплошной линией — теоретическая интерпретация спектра, пунктиром — парциальные теоретические спектры.

На основе разработанных методов был проведен послойный химический и фазовый анализ окисленной на воздухе пленки ниобия (толщина слоя 100 нм), пленок нитрида ниобия толщиной 10 нм и 100 нм на кремниевой подложке:

- пленка Nb (100 нм): сверху пленки находится углеродный слой 1.4 нм, оксидный слой Nb₂O₅ толщиной 9.6 нм, под этим слоем расположен субоксидный слой Nb₂O толщиной 1.0 нм, далее идет металлический ниобий.

- пленка NbN (100 нм): сверху нитридной пленки — углеродный слой 1.5 нм. Далее идет многофазный оксидный слой NbO_x (70% Nb₂O₅, 7% NbO₂, 23% NbNO_x) суммарной толщиной 2.2 нм. Этот слой образуется после выгрузки мишени из магнетронной камеры на воздух. В процессе окисления тонкой пленки NbN изменяется фазовое состояние нитрида ниобия. Под оксидным слоем образуется слой нитрида ниобия другой фазы NbN_x (предположительно Nb₅N₆) толщиной 1.5 нм. Далее идет неизменный слой NbN.
- пленка NbN (10 нм): сверху нитридной пленки — углеродный слой 2.1 нм. Далее идет оксидный слой Nb₂O₅ толщиной 2.9 нм и слой NbNO_x толщиной 1.2 нм. Под оксидным слоем образуется слой нитрида ниобия другой фазы NbN_x толщиной 0.6 нм. Далее идет неизменный слой NbN.

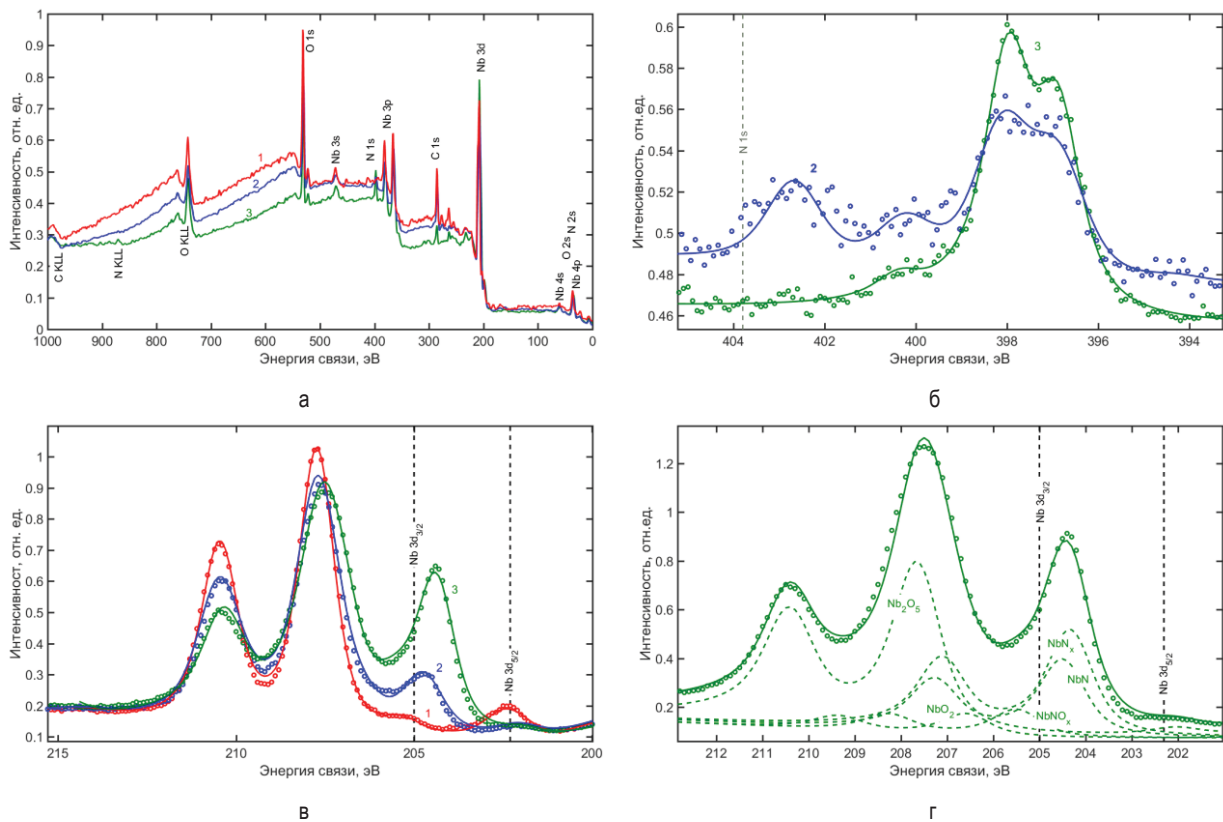


Рис. 1. Рентгеновские фотоэлектронные спектры

Литература

1. S. Cherednichenko, V. Drakinskiy, T. Berga et al. // Review of scientific instruments, 79.3 034501 (2008).
2. A. Ermoloeff, M. Girard, C. Raoul et al. // Applications of Surface Science. V. 21. 65-79 (1985).
3. A. Darlinski, J. Halbritter. // Surface and interface analysis, V. 10. 223-237 (1987)
4. S. Badrinarayanan, S. Sinha. // J. Appl. Phys, V. 69.3. 1141-1146 (1991).
5. S. Krause et al. //IEEE Transactions on Applied Superconductivity, V. 26.3. 1-5 (2016)

Флуктуационное переключение в резистивное состояние сверхпроводящих токонесущих мостиков при произвольной температуре

П.М. Марычев*, Д.Ю. Водолазов

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

*observermp@yandex.ru

В работе рассчитана энергия пороговой флуктуации δF_{thr} , переводящей сверхпроводящий токонесущий мостик в резистивное состояние. Обнаружено, что зависимость δF_{thr} от тока I чувствительна к наличию дефектов в мостике и переходит от зависимости со степенью 5/4, характерной для длинных мостиков без дефектов, к зависимости со степенью 3/2, характерной для джозефсоновских контактов. Показано, что зависимость $\delta F_{thr}(I=0)$ остаётся пропорциональной критическому току I_c в широком диапазоне температур для длинных и коротких мостиков.

Введение

При достаточно больших флуктуациях в сверхпроводящих мостиках или проволоках с током I меньшим критического тока I_c возможно развитие неустойчивости, приводящей к появлению конечного сопротивления и диссипации [1]. Энергия пороговой флуктуации δF_{thr} теоретически впервые была рассчитана на основе теории Гинзбурга-Ландау для длинного ($L \gg \xi$), однородного сверхпроводящего мостика в работе Лангера и Амбегаокара [2]. Их результат с хорошей точностью описывается следующим выражением

$$\delta F_{LA} = \frac{\sqrt{6}}{2} \frac{I_{dep} \hbar}{e} \left(1 - \frac{I}{I_{dep}} \right)^{5/4}, \quad (1)$$

где I_{dep} — ток распаривания в модели Гинзбурга-Ландау, совпадающий с ожидаемым критическим током длинного мостика. Также была получена зависимость $\delta F_{thr}(I)$ для коротких мостиков [3] и джозефсоновских контактов [4], описываемая выражением $\delta F_{thr} = \hbar I_c (1 - I/I_c)^{3/2} / e$. В данной работе рассчитывается энергия пороговой флуктуации δF_{thr} вблизи критической температуры в длинных мостиках с дефектами, а также при произвольных температурах в длинных и коротких мостиках в грязном и чистом пределах.

Влияние дефектов на $\delta F_{thr}(I)$

Мы рассматриваем модельную систему, состоящую из сверхпроводящего мостика с площадью сечения S и длиной L , соединяющего два сверхпроводяще-

го берега с площадью сечения S_{pad} . Для определения энергии порогового возмущения воспользуемся теорией Гинзбурга – Ландау (ГЛ). Энергия пороговой флуктуации δF_{thr} рассчитывалась численно, аналогично работе. При этом рассматривалось три типа дефектов. Первый тип — неоднородность критической температуры T_c вдоль мостика. В работе рассматривались дефекты с длинами $l=0.5\xi$, ξ и 2ξ (ξ — длина когерентности). Результаты расчётов для длины $l=0.5\xi$ представлены на Рис. 1, где они аппроксимированы выражением вида $\delta F_{thr} = \delta F_{thr}(0)(1 - I/I_c)^b$. Для однородного длинного мостика степень $b=1.25=5/4$, а для однородных коротких мостиков и джозефсоновских контактов $b=1.5=3/2$.

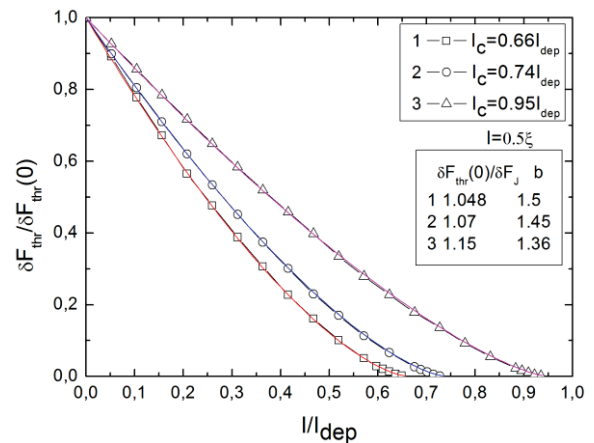


Рис. 1. Зависимость энергии пороговой флуктуации от тока при локальном изменении T_c . Здесь $\delta F_J = \hbar I_c / e$

Вторым рассмотренным типом дефектов была неоднородность сечения мостика. Было найдено, что

даже небольшое изменение площади сечения может значительно изменить зависимость $\delta F_{thr}(I)$. Аналогичные результаты были получены для третьего типа дефектов — локального изменения длины свободного пробега ℓ .

Энергия пороговой флуктуации при произвольных температурах

На примере бездефектных мостиков нами было показано, что зависимости вида $\delta F_{thr} = \delta F_{thr}(0)(1 - I/I_c)^b$ ($b=5/4, 3/2$) и $\delta F_{thr}(0) \propto I_c$ справедливы и при $T \ll T_c$. Аналогично работе [5], мы рассмотрели длинные чистые мостики ($\ell \gg \xi_0$, где $\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta_0$), используя теорию Эйленбергера. В отличие от нашей работы, в [5] не учитывалась работа источника тока над системой, что привело к значительным расхождениям с нашими результатами. Также мы рассмотрели случай грязных ($\ell \ll \xi_0$) длинных сверхпроводящих мостиков, основываясь на теории Узалея [6]. Полученные результаты в сравнении с результатами представлены на Рис. 2. Можно увидеть, что вид токовой зависимости отличается от полученной из теории ГЛ только при низких температурах.

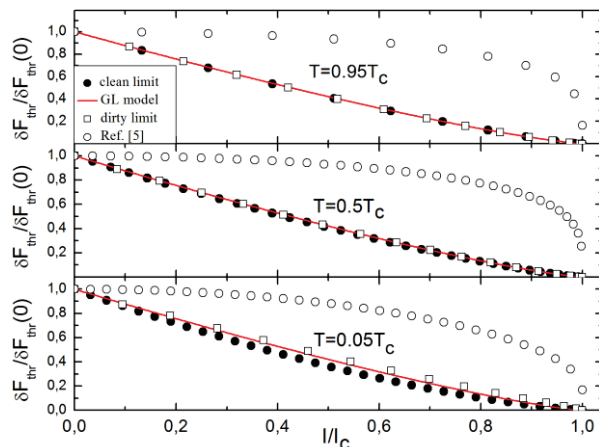


Рис. 2. Зависимость энергии пороговой флуктуации от тока для длинных мостиков в чистом и грязном пределах при различных температурах

Кроме того, $\delta F_{thr}(0) \approx \delta F_{LA}(0)$ в широком диапазоне температур ниже T_c , если в качестве I_{dep} использовать полученное из микроскопических расчётов значение, а не результат теории ГЛ (Рис. 3). Откло-

нение от $\delta F_{LA}(0)$ больше в чистом пределе, достигая 15% при $T \rightarrow 0$.

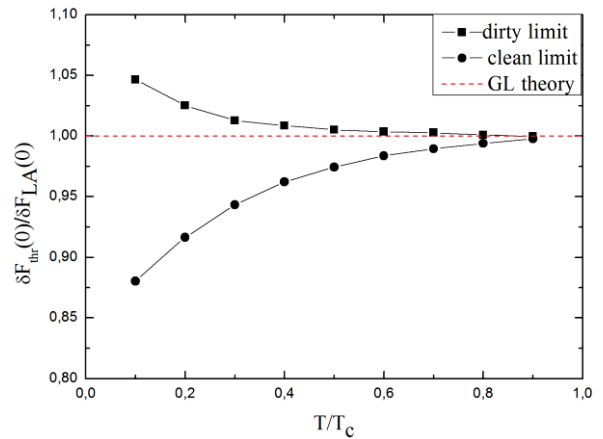


Рис. 3. Зависимость энергии пороговой флуктуации от температуры при нулевом токе для длинных мостиков в чистом и грязном пределах

Помимо длинных мостиков, мы также изучили короткие мостики ($L \ll \xi(T)$) в грязном пределе. В этом случае токовая зависимость со степенью $3/2$ приблизительно применима во всём диапазоне температур. А соотношение для коротких мостиков $\delta F_{thr}(0) \approx \hbar I_c / e$ выполняется в широкой области температур, с наибольшим отклонением при низких температурах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 15-42-02365.

Литература

1. M. Sahu, M. H. Bae, A. Rogachev, D. Pekker, *et al.* // Nature Physics, V. 5, 503 (2009).
2. J.S. Langer and V. Ambegaokar. // Physical Review V. 164, 498 (1967).
3. P. M. Marychev, D. Yu. Vodolazov, JETP Lett. **103**, 409 (2016).
4. T. Fulton and L. N. Dunkleberger. // Physical Review B, V. 9, 4760 (1974).
5. A. Zharov, A. Lopatin, A. E. Koshelev, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 197005-1 (2007).
6. A. V. Semenov, P. A. Krutitskii, and I. A. Devyatov JETP Lett. 92 762 (2010).

Новый подход к формированию топологии планарных структур на основе высокотемпературного сверхпроводника YBCO

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

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

*parafin@ipmras.ru

В работе представлена новая технология формирования планарных сверхпроводниковых структур на основе пленок YBCO с металлическими контактами, полностью исключающая процессы травления. Нужная топология сверхпроводящих элементов из пленки YBCO создается предложенным нами методом «задающей» маски. Омические контакты к сверхпроводящей структуре изготавливаются методом взрывной фотолитографии. Определены режимы отжига структуры, которые позволяют достичь низкого контактного сопротивления. Для исследования возможностей данной технологии были изготовлены сверхпроводящие мостики шириной 3, 10 и 50 мкм и тестовые элементы для измерения контактного сопротивления. Проведены измерения характеристик полученных структур.

Последовательность формирования топологии сверхпроводниковых структур методом «задающей маски» на подложках из сапфира [1] следующая:

1. На сапфировой (Al_2O_3) подложке формируется маска из фоторезиста, после чего при комнатной температуре на подложку напыляется слой аморфного оксида церия ($coldCeO_2$).
2. Фоторезист вместе с напыленной на него пленкой $coldCeO_2$ удаляется с подложки в ацетоне в ультразвуковой ванне. Таким образом, на подложке образуется маска из аморфной пленки оксида церия, в которой вскрыты окна для последующего формирования в них сверхпроводящих элементов.
3. На подложку осаждается оксид церия при температуре $T_d = 900$ °С. В результате в окнах маски формируется подслой эпитаксиального оксида церия ($epiCeO_2$), а в областях, где на подложке осталась пленка $coldCeO_2$ — нетекстурированный поликристалл CeO_2 . При этом, как правило, для создания задающей маски на подложках Al_2O_3 использовался слой $coldCeO_2$ толщиной 50 – 100 нм. Толщина подслоя $epiCeO_2$ в окнах маски составляла 40 – 50 нм.
4. В завершении на подложку магнетронным распылением осаждается YBCO при температуре $T_d = 800$ °С. В результате, в окнах маски, на сформированной подложке Al_2O_3 - $epiCeO_2$, получаются сверхпроводящие элементы заданного рисунка, а между ними – изолирующие области.

Особенности технологии

Для завершения создания сверхпроводящей структуры необходимо сформировать металлические омические контакты с низким контактным сопротивлением. В [1] для определения параметров сверхпроводящих структур, изготовленных методом задающей маски, использовались тестовые мостики. Омические контакты к мостикам формировались термическим напылением серебра через маску. Возможность напыления контактов через маску на реальные структуры крайне ограничена, так как требуемые размеры контактов малы. Как правило, напыление металла производится *in situ* сразу после напыления пленки, после чего формируется топология и последовательно проводится травление металла и ВТСП пленки. При удалении металла с ВТСП пленки химическим или ионным травлением ее параметры ухудшаются, так как пленки очень чувствительны к внешним воздействиям. Особенно сильное негативное влияние травление металла может оказывать в случаях, когда металл удаляется с пленок толщиной нескольких десятков нанометров, например, при изготовлении болометров, либо со структур содержащих слабые связи – джозефсоновские контакты.

Нами была рассмотрена возможность создания низкоомных омических контактов к YBCO пленкам методом взрывной фотолитографии. Как известно, при взрывной фотолитографии после нанесения на подложку фоторезиста и формирования в его слое нужного рисунка, подложка запыляется металлом, затем фоторезист удаляется и уносит находящийся

на его поверхности слой металла. В то же время, слой металла, попавший в окна фоторезистивной маски, остается на поверхности пленки YBCO. Нанесение фоторезиста на YBCO пленку и его последующее удаление не оказывают заметного воздействия на характеристики пленки.

Величина контактного сопротивления сразу после проведения взрывной фотолитографии очень велика, так как поверхность пленки была подвергнута воздействию проявителя и, кроме того, произошло ее загрязнение остатками фоторезиста. Для получения низких значений величины контактного сопротивления нами был определен режим вжигания контактов, позволяющий, с одной стороны, получить низкое контактное сопротивление, с другой — обеспечить хорошую адгезию и сохранить сплошную структуру пленки серебра.

На Рисунках 1 и 2 показана тестовая структура для измерения контактного сопротивления четырехзондовым методом. Толщина пленки YBCO составляет 80 нм, серебра — 200 нм. Измеренное падение напряжения включает в себя сумму напряжений, возникающих при перетекании тока между металлом и ВТСП пленкой, и при растекании тока по металлической пленке.

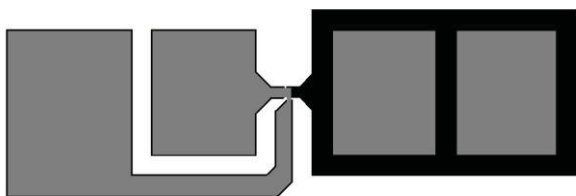


Рис. 1. Общий вид тестовой структуры для определения величины контактного сопротивления серебро- YBCO. Структура включает тестовый элемент (расположен в центре структуры) и четыре контактные площадки. Черное поле на рисунке - пленка YBCO, серое - серебро

Тестовая структура содержит три элемента с различной площадью контактной области металл – сверхпроводник: 10×50; 20×50 и 50×50 мкм.

Характеристики структур

Вольтамперные характеристики структур для измерения контактного сопротивления линейны, и их наклон определяет величину контактного сопротивления. Полученные значения контактных сопротивлений для изготовленных структур приведены в Таблице 1.

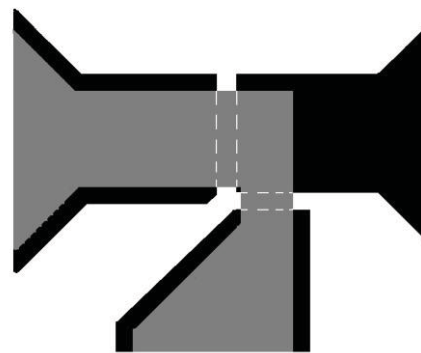


Рис. 2. Область исследуемого омического контакта. Размеры области контакта серебро – YBCO 20×50 мкм. Черное поле на рисунке – пленка YBCO, серое – серебро, белый пунктир показывает границу пленки YBCO

Таблица 1. Полученные контактные сопротивления.

Размер контактной площадки, мкм	Измеренное контактное сопротивление, мОм	Удельное контактное сопротивление, Ом×см ²
50×50	3.37	8.4×10^{-8}
50×20	4.24	4.2×10^{-8}
50×10	5.54	2.8×10^{-8}

Различное значение удельного контактного сопротивления для площадок разной геометрии вызвано растеканием тока по серебряной пленке. Для оценки сверху удельного контактного сопротивления нужно взять его минимальное значение, полученное для площадки 50×10 мкм — $\rho = 2,8 \times 10^8 \text{ Ом} \times \text{см}^2$.

Плотность критического тока в сверхпроводящих мостиках шириной 3, 10 и 50 мкм, изготовленных в том же процессе, составила $J_c = 2,5 \times 10^6 \text{ А/см}^2$.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 15-02-05869-а, и РФФИ – Поволжье, проект 15-42-02469-р. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, П.А. Юнин // Письма в ЖТФ, Т. 42, Вып. 11, с. 82. (2016).
2. D.V. Masterov, A.E. Parafin, L.S. Revin, et al. // Supercond. Sci. Technol., V. 30, 025007 (2017).

Спиновая фильтрация в сверхпроводниковых структурах с ферромагнитной туннельной прослойкой

Г.А. Овсянников, Ю.В. Кислинский, К.И. Константибян, А.В. Шадрин, В.В. Демидов, А.М. Петржик

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН Москва 125009, Моховая 11, строение 7, Россия.
gena@hitech.cplire.ru

Изучен токовый транспорт и магнетизм в эпитаксиальных гибридных сверхпроводниковых меза-структурах из купратного сверхпроводника и сверхпроводящего ниобия с прослойкой из ферромагнитного изолятора манганита LaMnO_3 (LMO). Температурные зависимости проводимости меза-структуры в области между критическими температурами сверхпроводников описываются теорией, учитывающей d-волновой характер сверхпроводимости одного из электродов и спиновую фильтрацию носителей, протекающих через туннельную прослойку. Спиновая фильтрация подтверждается туннельным магнитосопротивлением и высокой чувствительностью меза-структур к слабому внешнему магнитному полю в интервале напряжений, не превышающих щель ниобия.

Введение

Туннельный ток, протекающий через магнитную прослойку между двумя немагнитными электродами, оказывается спин-поляризованным вследствие расщепления зоны между состояниями со спином вверх и вниз на величину, пропорциональную обменной энергии ферромагнитной прослойки E_{ex} . Такая фильтрация спинов носителей вызывается экспоненциальной зависимостью вероятности туннелирования от высоты барьера [1]. Магнитный барьер может вызывать перемешивание спинов из-за разности фаз электронов со спинами вверх и вниз и тем самым оказывать значительное влияние на характеристики электронного транспорта в гетероструктуре.

Меза структуры

Сверхпроводящая пленка YBCO гетероструктуры LMO/YBCO изготавливалась методом лазерной абляции при температуре 700-800°C на подложке (110) NdGaO_3 (NGO). Тонкая $d_M=5-20$ nm пленка из манганита LMO эпитаксиально выращивалась *in situ* в той же вакуумной камере при высокой температуре и после охлаждения до комнатной температуры закрывалась тонким (20-30 nm) слоем золота (Au). Последующий слой ниобия (Nb) напылялся методом магнетронного распыления. Эффект близости между пленками Nb и Au обеспечивал критическую температуру бислоя $T_c^*=8.5-9$ K, близкую к критической температуре пленки Nb (9.2 K).

Формирование геометрии меза-структур микронных размеров проводилось методами фотолитографии, плазмо-химического и ионного-лучевого травлений [2]. Меза-структура в плане представляла собой квадрат с линейными размерами $L=10-50$ μm (рис.1)

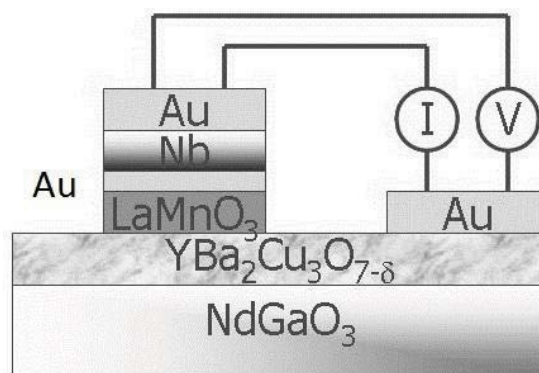


Рис. 1. Поперечное сечение меза-структуры, схема задания тока (I) и измерения напряжения (V)

Пленки LMO

На рис.2 представлена температурная зависимость удельного сопротивления ρ автономной эпитаксиальной пленки LMO, напыленной на подложку (110)NGO (штриховая линия). Детальный анализ температурной зависимости показывает, что существуют два участка, типичных для моттовского изолятора $\rho \propto \exp(T_0/T)^{1/4}$ с разными значениями характерной температуры $T_0 = 34 \cdot 10^6$ K при $T > T_{cu}$ и $T_0 = 4 \cdot 10^6$ K при $T < T_{cu}$, где T_{cu} - температура Кюри.

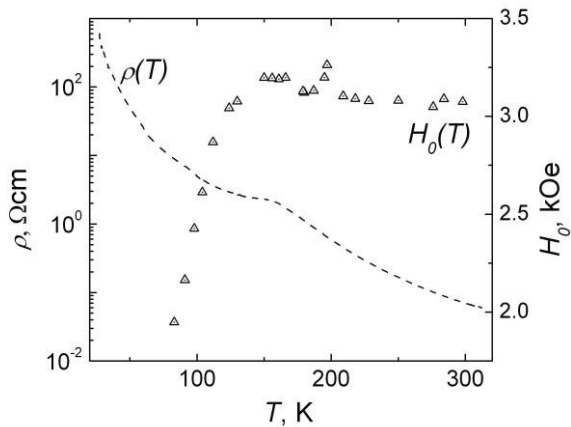


Рис. 2. Температурная зависимость удельного сопротивления автономной LMO пленки и температурная зависимость магнитного поля ФМР

Магнитные свойства автономных манганитных пленок и гетероструктур определялись из спектров магнито/ферромагнитного резонанса (ФМР) при регистрации на частоте 3 см. диапазона. Полученные из этих данных значения температуры Кюри $T_{CU} \approx 150$ К оказались близки к температуре перегиба на температурной зависимости сопротивления LMO пленок (см. рис.2). Кроме того, оценка намагниченности LMO, полученная из величины резонансного поля при $T < 100$ К, даёт значение $\sim 2 \mu_B/\text{Mn}$.

Магнитосопротивление меза-структур

Расчеты влияния спиновой поляризации на проводимость N/FI/S структуры с ферромагнитной туннельной [3], показали, что проводимость структуры при малых напряжениях определяется эффективностью спиновой фильтрации прослойки $P_b = (T_{\uparrow}^2 - T_{\downarrow}^2)/(T_{\uparrow}^2 + T_{\downarrow}^2)$, где $T_{\uparrow(\downarrow)}$ вероятности протекания туннельного тока для спинов вверх (вниз). При низких температурах совместное влияние d-волновой сверхпроводимости, уменьшающей проводимость меза-структуры и спиновой фильтрации, увеличивающей проводимость дает объяснение температурной зависимости проводимости.

Подтверждением наличия спиновой поляризации в барьере является исследование зависимости проводимости меза-структур от напряжения при воздействии магнитного поля. При воздействии магнитного поля наблюдается изменение $R_d(V)$ в интервале напряжений $|V| \leq \Delta_{\text{NB}}/e$, которое нельзя связать с зеемановским расщеплением плотности состояний электродов. Это является прямым указанием поля-

ризации туннельного тока [3], т. к. магнитное поле влияет на поляризацию, а значит и на туннельную проводимость, обусловленную этой поляризацией. При $|V| \geq \Delta_{\text{NB}}/e$ влияние магнитного поля уменьшается. Ограничение диапазона по напряжению влияния магнитного поля на ВАХ меза-структуры обычно наблюдается при $|V| \leq \Phi_0$.

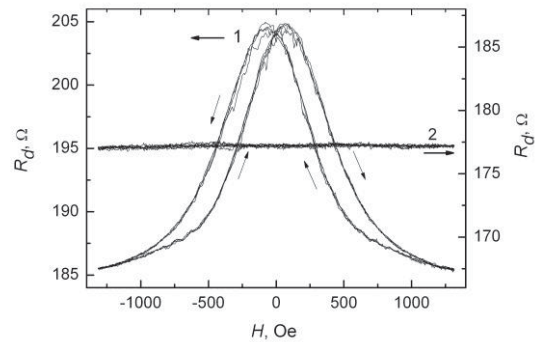


Рис. 3. Магнитосопротивление меза-структуры площадью $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ при $T=4.2$ К для внешнего магнитного поля, направленного параллельно плоскости подложки. Стрелки указывают направление изменения магнитного поля. Семейство кривых (1) получено в отсутствие дополнительного напряжения смещения на меза-структура $V=0$, семейство (2) получено для $V=10$ мВ

На рис. 3 показано магнитосопротивление меза-структуры для внешнего магнитного поля, направленного параллельно плоскости подложки. Виден гистерезис, характерный для ферромагнитных систем при изменении направления изменения магнитного поля. Величина магнитосопротивления составляет несколько десятков процентов, что типично для структур с манганитами. При увеличении напряжения постоянного смещения до 10 мВ дифференциальное сопротивление меза-структуры не зависит от величины магнитного поля (кривая 2 на рис.3).

Литература

1. R.Meservey, P. M.Tedrow//Phys. Rep., V. 238, 173 (1994).
2. А.М. Петржик, Г.А. Овсянников, А.В. Шадрин и др, ЖЭТФ, **139**, 1190 (2011)
3. F. S. Bergeret, A. Verso and A. F. Volkov// Phys. Rev B, V. **86**, 214516 (2012)

Детектирование фотонного шума боллометрами на холодных электронах

А.Л. Панкратов^{1,2,3}, А.В. Гордеева^{1,2}, В.О. Зброжек¹, В.А. Шампоров^{1,2,3}, А.А. Гунбина¹,
Л.С. Ревин^{1,2,3}, Л.С. Кузьмин^{1,4}

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

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

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т. Гагарина, 23, 603950.

4 Чалмерский Университет Технологии, 41296, Гётеборг, Швеция.

* anna.gord@list.ru

Спроектирован, изготовлен и экспериментально исследован массив болометров на холодных электронах, работающий с нагрузками в десятки пиковатт на частоте 350 ГГц. Одно из основных требований, заложенных в дизайн при моделировании, - чувствительность к фотонному шуму. Обработка экспериментальных данных показала, что изготовленный образец действительно имеет собственные шумы ниже фотонного шума в диапазоне мощностей 8-40 пВт.

Введение

Различные астрофизические задачи нуждаются в детекторах, сильно отличающихся по своим параметрам. Например, существует ряд задач (миссия Олиμπο по исследованию реликтового излучения), требующих от детекторов принимать достаточно большую мощность и при этом не уходить в насыщение. Мы разработали для таких приложений приемный пиксель на основе двумерного массива из болометров на холодных электронах [1,2]. Эти болометры являются перспективными детекторами для космологических приложений, т.к. обладают всеми качествами, необходимыми для выполнения поставленных задач - такими, как высокая чувствительность к терагерцовому излучению и устойчивость к воздействию космических лучей [3].

Цель этой работы — разработка и экспериментальное тестирование образцов болометров для условий большой оптической нагрузки [4]. Вторым условием является то, что собственный шум детектора (включающий и шумы усилителя) должен быть меньше фотонной компоненты. В этом случае детектор считается ограниченным фотонным шумом и обладает предельной чувствительностью.

Основные результаты

В данной работе измерялись отклик и шумы болометров на излучение черного тела (ЧТ) при фоновой температуре 310 мК. Экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) сравнива-

лись с теоретической моделью, основанной на двух уравнениях теплового баланса, в результате чего была найдена поглощенная мощность. Кроме этого была рассчитана пришедшая мощность. Эффективность поглощения данного образца составила 50 %.

На рисунке 1 представлена чувствительность массива болометров S_V , полученная из экспериментальных ВАХ с помощью фитовки.

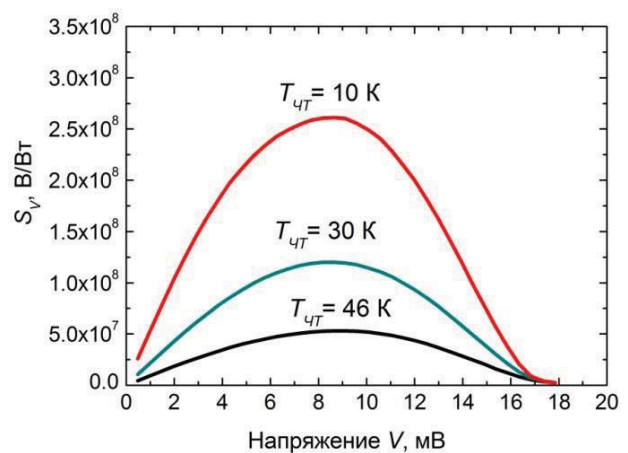


Рис. 1. Чувствительность массива болометров от напряжения для нескольких температур черного тела, полученная в результате фитовки экспериментальных ВАХ

На рисунке 2 показан измеренный шум для различных нагрузок. Температура черного тела 10К соответствует поглощенной мощности 2,5 пВт, 30К - 19 пВт и 40К - 30 пВт.

На рисунке 3 показана мощность эквивалентная шуму (*NEP*) при тех же трех поглощенных мощностях, как и на рисунке 2. Кроме полного *NEP* показан еще уровень фотонного шума. Видно, что для всех мощностей минимальная разница между полным и фотонным *NEP* меньше двух.

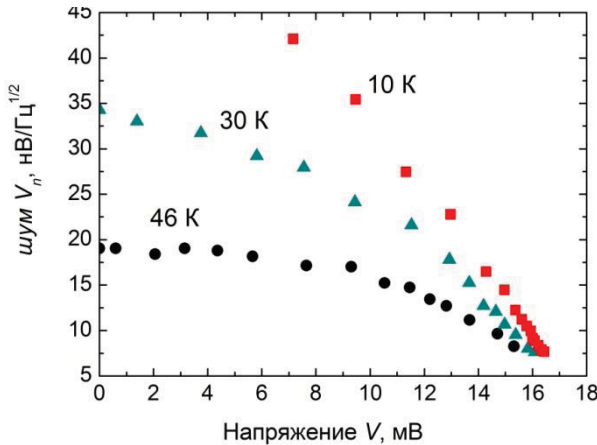


Рис. 2. Экспериментальный шум болометров при трех температурах черного тела

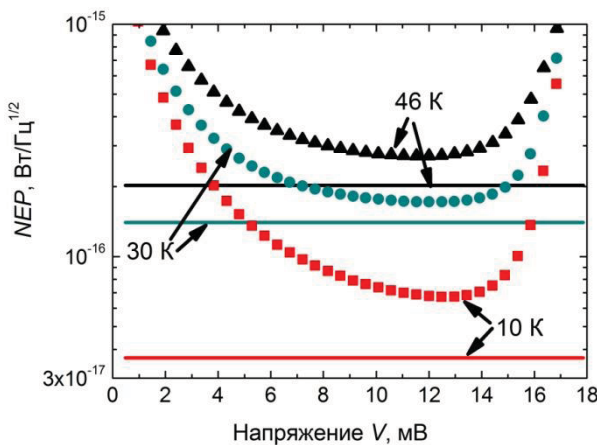


Рис. 3. Полный *NEP* (символы) и фотонный *NEP* (линии) для нескольких температур черного тела $T_{\text{чт}}$: 46 К (треугольники), 30 К (точки) и 10 К (квадраты)

На рисунке 4 более подробно представлен *NEP* для максимальной нагрузки, созданной в эксперименте, при температуре черного тела 46 К. Полный *NEP* разложен на компоненты. Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретические значения. Собственный *NEP* болометров, включающий *NEP* усилителей, показан пунктиром и опускается ниже фотонного *NEP* для напряжений от 9

до 13 мВ. Таким образом, мы можем сделать вывод, что чувствительность приемника настолько высокая, что вклад фотонного шума становится преобладающим.

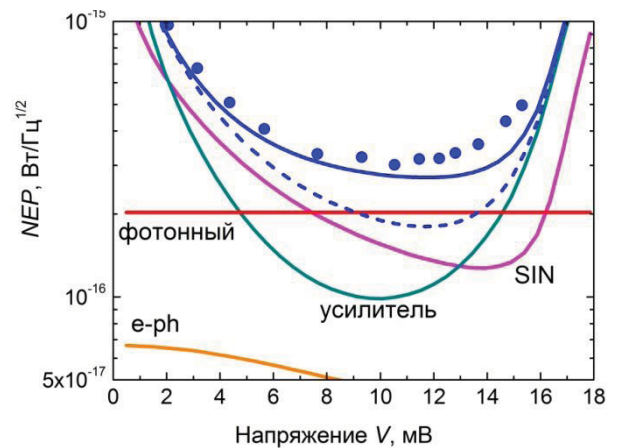


Рис. 4. Различные компоненты *NEP* от напряжения на болометре при температуре черного тела 46 К и температуре плиты 310 К. Точки - эксперимент, синяя кривая - полный теоретический *NEP*, пунктир - *NEP* болометров без фотонной компоненты

По результатам обработки эксперимента мы получили, что эффективность поглощения изготовленного образца составляет 50%, мощность эквивалентная шуму при поглощенной мощности 30 пВт составляет 3×10^{-16} ВтГц^{-1/2}, а максимальная вольт-ваттная чувствительность при этой нагрузке $S_v = 5 \times 10^7$ В/Вт.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 16-19-10468).

Литература

1. L. Kuzmin and D. Golubev, Physica C 372-376, 378 (2002).
2. L.S. Kuzmin. "Cold-Electron Bolometer," in book: BOLOMETERS, ed. A.G.U.Perera, intechweb.org, ISBN 978-953-51-0235-9, pp. 77-106 (2012).
3. M. Salatino, P. de Bernardis, L.S. Kuzmin, S. Mahashabde, S. Masi, Journ. Low. Temp. Phys., 176, 323 (2014).
4. S. Masi et. al., Astronomy and Astrophysics, 458, 687 (2006).

Исследование СВЧ свойств высокотемпературных джозефсоновских контактов на сапфировой бикристаллической подложке

Е.Е. Пестов^{1,2,*}, Д.В. Мастеров¹, А.Е. Парафин¹, С.А. Павлов¹, А.М. Клушин¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки 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.

*pestov@mail.ru

Исследованы ВТСП бикристаллические переходы шириной до 50 мкм на сапфировых подложках. Измерены зависимости величины критического тока от температуры и внешнего магнитного поля для таких контактов. При температуре 77 К получены ступени на ВАХ с напряжением порядка 150 мкВ при облучении на частоте 73 ГГц джозефсоновского перехода на сапфировой подложке. Показана возможность использования таких контактов в детекторах и генераторах при температуре 77 К в области терагерцовых частот.

Введение

Высококочувствительные микроволновые приемники необходимы для мониторинга атмосферы, биомедицинских исследований, контроля безопасности. Обычные полупроводниковые детекторы ограничены по частоте и чувствительности. Стандартные Фурье-спектрометры, генераторы гетеродина на основе ламп обратной волны и лазеров дальнего ИК диапазона громоздки, сложны в управлении и дорогостоящи. Альтернативой всем этим устройствам могут стать сверхпроводниковые приемные устройства, такие как, джозефсоновские прямые и селективные детекторы, СИС смесители с джозефсоновскими генераторами гетеродина, гильберт - спектрометры, СКВИД-датчики и усилители. В отличие от традиционных ниобиевых устройств, с рабочей температурой в районе 4 К, высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) позволяют работать при температуре жидкого азота 77 К, в том числе с использованием простых и дешевых криоохладителей замкнутого цикла. ВТСП бикристаллические переходы на сапфировых подложках представляются перспективными кандидатами для использования в детекторах, генераторах, спектрометрах и эталонах напряжения. Сапфир имеет весьма низкие потери на СВЧ, что позволяет использовать его в качестве

материала подложки в детекторах и генераторах вплоть до терагерцовых частот.

Технология изготовления

В работе были изготовлены джозефсоновские контакты на основе эпитаксиальных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ (YBCO), полученных посредством предварительной модификации поверхности сапфировой подложки [1]. На подложках формировалась специальная "задающая" маска, так что при стандартном напылении пленки YBCO на такую подложку в модифицированных областях рос слой изолятора, а в немодифицированных — сверхпроводящая пленка. В результате формировалась заданная топология планарной сверхпроводящей структуры, причем напыление YBCO являлось завершающим этапом этого процесса. Пленки YBCO толщиной 300 нм осаждались методом магнетронного напыления в стандартных условиях для эпитаксиального роста YBCO при температуре подложки $T_d = 800\text{--}850^\circ\text{C}$ и давлении газовой смеси Ar (50%)/ O_2 $P = 75$ Па. Таким методом были изготовлены ВТСП бикристаллические переходы шириной 4, 10 и 50 мкм.

Транспортные и СВЧ свойства

С помощью экспериментальной установки, детально описанной в работе [2], были проведены исследова-

дования транспортных и СВЧ свойств джозефсоновских контактов шириной 4, 10 и 50 мкм выполненных на сапфировой подложке. Было установлено, что переходы шириной 50 мкм обладают наилучшими сверхпроводящими характеристиками. Температура перехода таких контактов в сверхпроводящее состояние составила около 87 К, их критический ток I_c был равен 0.85 мА при температуре 77 К.

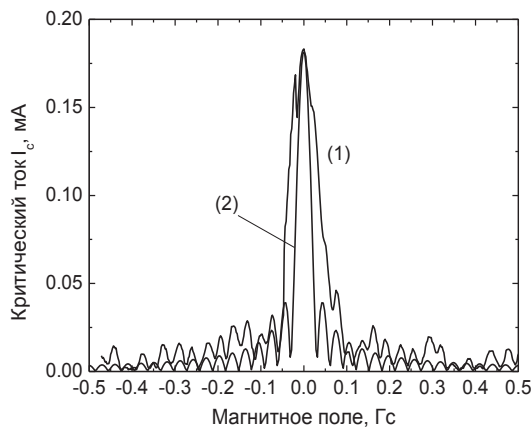


Рис. 1. Зависимость критического тока от постоянного магнитного поля $I_c(H)$ для джозефсоновского контакта шириной 50 мкм на сапфировой бикристаллической подложке измеренная при температуре 85 К (1) и теоретическая зависимость $I_c(H)$ (2)

На рисунке 1 показана зависимость критического тока от постоянного магнитного поля $I_c(H)$ для джозефсоновского контакта на сапфировой бикристаллической подложке при температуре 85 К. На рисунке также показана расчетная зависимость $I_c(H)$ для джозефсоновского перехода [3]. Отличие полученной экспериментальной зависимости от теоретической кривой $I_c(H)$ связано, по-видимому, с тем, что ширина перехода больше джозефсоновской глубины проникновения λ_J . При воздействии излучения на частоте 72.816 ГГц на ВАХ наблюдалась ступенька Шапиро с размахом по току $\Delta I_1 \cong 0.8$ мА ($\Delta I_1/I_c \cong 0.9$) при напряжении порядка 150 мкВ и температуре образца 77 К (Рисунок 2). Было установлено оптимальное характерное напряжение контакта $V_c \cong 120$ мкВ для получения ступени тока при облучении контакта на частоте 72.816 ГГц. На рисунке 3 показаны ступеньки Шапиро на ВАХ, которые наблюдаются вплоть до напряжения 1.6 мВ (~ 1 ТГц), при воздействии излучения на частоте 19.474 ГГц. Наличие ступеней Шапиро при таких напряжениях указывает на возможность применения высокотемпературных джозефсоновских контактов на сапфировой подложке

для генерации и приема излучения в области терагерцовых частот.

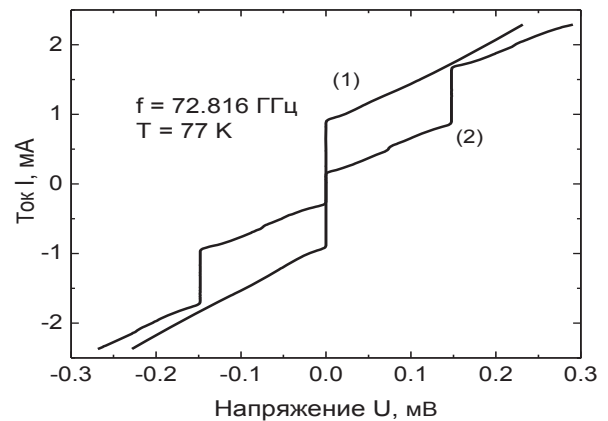


Рис. 2. ВАХ джозефсоновского контакта шириной 50 мкм изготовленного на сапфировой бикристаллической подложке без облучения (1) и при облучении (2) сигналом на частоте $f = 72.816$ ГГц при температуре 77 К

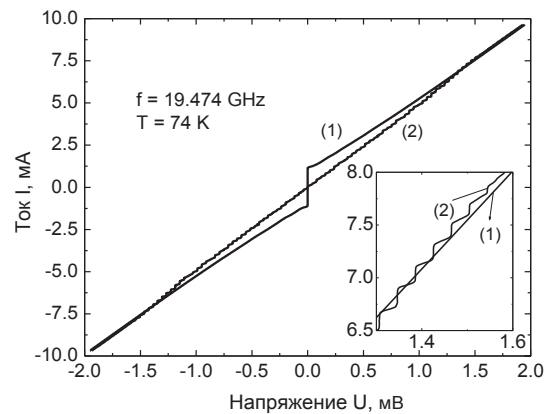


Рис. 3. ВАХ джозефсоновского контакта шириной 50 мкм изготовленного на сапфировой бикристаллической подложке без облучения (1) и при облучении (2) сигналом на частоте $f = 19.474$ ГГц при температуре 74 К

Авторы благодарят за частичную поддержку гранты РФФИ № 15-02-05793, № 15-42-02469 (р-поволжье), № 16-02-00727, а также грант РНФ № 15-12-10020.

Литература

1. Д. В. Мастеров, С. А. Павлов, А. Е. Парафин и др. // ПЖТФ, Т. 42, 82 (2016).
2. А. М. Клушин, Е. Е. Пестов, М. А. Галин и др. // ФТТ, Т. 58, 2121 (2016).
3. Тинкхам М. - М.: Атомиздат, 1980. - 312 с.

Переход Березинского-Костерлица-Таулесса в тонких сверхпроводящих плёнках

С.В. Постолова^{1,2}, А.Ю. Миронов^{1,2}, Т.И. Батурина^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, 630035, Новосибирск, Россия.

²Новосибирский государственный университет, 630035, Новосибирск, Россия.

*postolova@isp.nsc.ru

В данной работе на примере тонких сверхпроводящих плёнок показано, что наблюдение степенных участков на вольтамперных характеристиках $V \sim I^{\alpha(T)}$ с показателем степени, падающим с $\alpha = 3$ до $\alpha = 1$, не является достаточным признаком перехода Березинского-Костерлица-Таулесса. Показано, что такое поведение может быть обусловлено классическим разогревом электронного газа в металлах. Обнаружено, что при температуре топологического перехода Березинского-Костерлица-Таулесса $T_{\text{БКТ}}$ меняется характер вольтамперных характеристик: при $T < T_{\text{БКТ}}$ появляется гистерезис в $V - I$, тогда как при $T > T_{\text{БКТ}}$ гистерезис отсутствует.

Введение

Экспериментальное наблюдение перехода Березинского-Костерлица-Таулесса (БКТ) [1, 2] в сверхпроводящих системах возможно только в условиях, когда планарные размеры образца меньше глубины проникновения магнитного поля [3]. Только тогда энергия взаимодействия вихрей в плёнке логарифмически зависит от расстояния между ними [4]. Немного выше температуры перехода БКТ - в резистивной области сверхпроводящего перехода, диссипация энергии при протекании тока обусловлена движением свободных вихрей, что проявляется в линейной зависимости напряжения от пропускаемого тока $V \propto I$. Ниже температуры перехода диссипация энергии вызвана разрывом пар вихрь-антивихрь под действием тока. При этом вольтамперные характеристики (ВАХ) имеют степенной вид $V \propto I^{\alpha(T)}$ [5], с показателем степени α убывающим обратно пропорционально росту температуры [6]. В точке перехода происходит скачок Нельсона-Костерлица --- α падает с 3 на 1. В эксперименте, однако, показатель степени α часто демонстрирует не скачок, а некий плавный кроссовер от 1 до 3 [7-11], так что $\Delta T_{\text{БКТ}} \approx T_{\text{БКТ}}$, где $T_{\text{БКТ}}$ определяется авторами из условия $\alpha=3$. Такой кроссовер наблюдается при относительно высоких температурах, когда система обладает ненулевым сопротивлением, которое объясняют наличием свободных вихрей в конечной системе при любой ненулевой температуре [12]. Вышесказанное вызывает сомнения, как в интерпретации экспериментальных результатов, так и в возможности наблюдения в сверхпроводящих системах чёткого перехода БКТ, нескрытого за размерными эффектами [13].

Методика эксперимента

В качестве объекта исследования используются тонкие сверхпроводящие плёнки нитрида титана (TiN) толщиной $d < 10$ нм аналогичные исследованным в работах. Методом фотолитографии с последующим плазмохимическим травлением формировались мезаструктуры в виде мостиков шириной $w=50$ мкм и с расстоянием между потенциометрическими контактами 450 мкм. Измерения проводились в криостате растворения по четырёхточечной схеме.

Результаты

На рисунке 1а приведена характерная эволюция экспериментальных ВАХ. Наблюдаются 2 области (выделены тенью), со степенным видом $V \propto I^{\alpha(T)}$:
 1. Высокотемпературная области при больших напряжениях, соответствующая зависимость показателя степени α_G приведена на рис. 1б.
 2. Низкотемпературная области при меньших напряжениях, соответствующая зависимость показателя степени α_R приведена на рис. 1с.
 Ширина области $\Delta T_{\text{БКТ}}$, где α уменьшается с 3 на 1 для α_R и α_G различается почти в 10 раз.

Выполнен анализ экспериментальных ВАХ с помощью уравнения теплового баланса

$$VI = \Gamma(T_{el}^{\beta} - T_{ph}^{\beta}) \quad (1)$$

где T_{ph} - температура фононов; $T_{el}(I)$ - эффективная температура электронов, зависящая от тока; β - определяется температурной зависимостью времени электрон-фононного рассеяния $\tau_{e-ph}^{-1} \propto T^{\beta}$

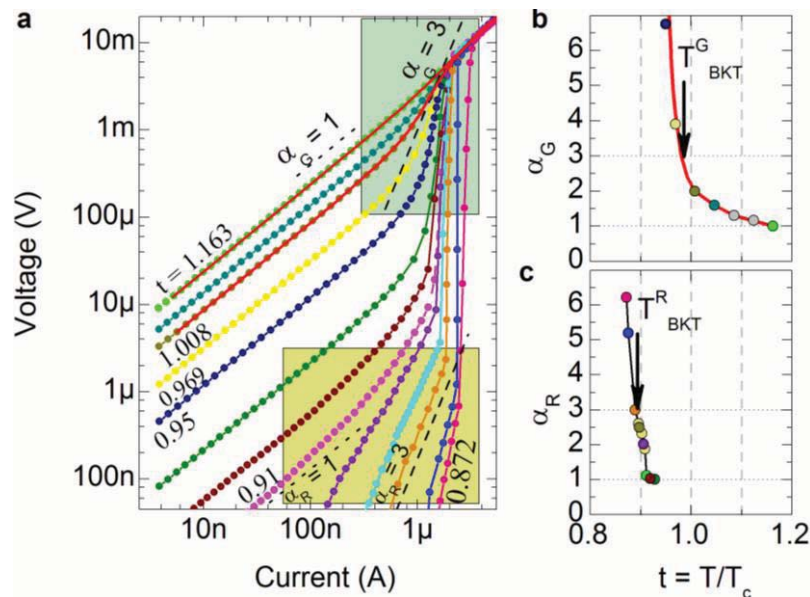


Рис. 1. Вольт-амперных характеристики для плёнки TiN толщиной 3.6 нм, измеренные при различных температурах, приведены в двойном логарифмическом масштабе. Температуры указаны в приведенных единицах $t = T/T_c$, где T_c – критическая температура сверхпроводящего перехода ($T_c > T_{\text{BKT}}$). Затененными прямоугольниками выделены области со степенными ВАХ. Штриховыми линиями обозначен наклон, соответствующий $\alpha = 3$, пунктирными – $\alpha = 1$. Сплошные линии – ВАХ, вычисленные на основании выражения (1). Температурная зависимость показателя степени α_G (b) и α_R (c). Сплошная линия на (b) вычислена на основании выражения (1)

Показано, что степенные ВАХ в области 1 обусловлены разогревом электронов пропускаемым током в силу возрастания времени электрон-фононного рассеяния τ_{e-ph} с понижением температуры. На основании анализа температурных $R(T)$ и магнитопольных $R(B)$ зависимостей сопротивления показано, что в области 2 степенные ВАХ обусловлены разрывом вихревых пар и свидетельствуют о переходе Березинского-Костерлица-Таулесса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-02-00803-а)

Литература

1. В. Л. Березинский. // ЖЭТФ Т. 61, 1144 (1971).
2. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless. // Journal of Physics C: Solid State Physics V. 6, 1181 (1973).
3. В. I. Halperin and D. R. Nelson. // Journal of Low Temperature Physics, V. 36, 599 (1979).
4. J. Pearl. // Applied Physics Letters, V.5, 65 (1964).
5. D. R. Nelson and J. M. Kosterlitz. // Physical Review Letters, V. 39, 1201 (1977).
6. A. M. Goldman. // in 40 Years of Berezinskii-Kosterlitz-Thouless Theory, edited by J.V. Jose (World Scientific, 2013).
7. N. Reyren, S. Thiel, A. D. Caviglia, *et al.* // Science V. 317, 1196 (2007).
8. O. Yuli, I. Asulin, O. Millo, *et al.* // Physical Review Letters V. 101, 057005 (2008).
9. Q. L. He, H. Liu, M. He // Nature Communications 5:4247 (2014).
10. A. V. Matetskiy, S. Ichinokura, L. V. Bondarenko, *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 115, 147003 (2015).
11. A. W. Tsien, B. Hunt, Y. D. Kim, *et al.* // Nature Physics 12, 208 (2016).
12. K. Medvedeva, B. Kim, and P. Minnhagen. // Physical Review B V. 62, 14 531 (2000).
13. V. G. Kogan // Phys. Rev. B V. 75, 064514 (2007).

Сверхпроводниковые спиновые вентили с неколлинеарными магнетиками

Н.Г. Пугач^{1,2,*}, М.О. Сафончик³,

1 Научно-Исследовательский Институт Ядерной Физики имени Д. В. Скобельцына, Ленинские Горы, д. 1, Москва, 119991.

2 Национальный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики, ул. Таллиннская, д. 34, Москва, 123458.

3 Физико-Технический Институт имени А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

*pugach@magn.ru

Предлагается теоретическое исследование сверхпроводящих спиновых вентилях нового типа на основе магнитных материалов с неколлинеарным магнитным упорядочением. Использование таких материалов должно существенно упростить структуру спиновых вентилях до двух слоев: сверхпроводника и спирального магнетика с контролируемым направлением магнитной спирали. А следовательно, может упростить и технологию их изготовления и также решить проблему выборочного магнитного переключения в матрице из таких элементов (проблема полувывора), что создает значительные преимущества при использовании их в качестве элементов низкотемпературной магнитной памяти.

Введение

Сверхпроводящие спиновые вентили являются основным элементом сверхпроводящей спинтроники [1,2]. Обычный спин-вентильный эффект - это изменение критической температуры T_c при перемагничивании магнитных слоев системы от антипараллельной до параллельной ориентации [3,4]. Аналогичный эффект гигантского магнетосопротивления существует и в магнитных несверхпроводящих многослойных наносистемах. Наличие сверхпроводимости создает возможность для еще одного механизма спин-вентильного эффекта, который заключается в изменении T_c при изменении магнитной конфигурации между коллинеарной (параллельной или антипараллельной) и неколлинеарной (ортогональной) [5-7]. Изменение T_c в данном случае может даже существенно превосходить обычный спин-вентильный эффект [7,8]. Это связано с возникновением дальнедействующих триплетных сверхпроводящих корреляций (long range triplet correlation – LRTC) в сверхпроводящих гибридных наноструктурах с неколлинеарной намагниченностью, которые обеспечивают дополнительный канал утечки куперовских пар из сверхпроводника, и эффективно понижают его T_c [6,8]. Поэтому, такой спин-вентильный эффект можно называть триплетным (triplet spin valve effect – TSVE).

Магнитные материалы

В качестве магнитных материалов для спиновых вентилях нового типа, реализующих TSVE наиболее перспективными кажутся соединения магнит-

ных металлов с элементами 4 группы. Спин-орбитальное взаимодействие типа Дзялошинского-Мория в них обеспечивает спиральную магнитную структуру с длинным периодом спирали. Такие вещества сейчас активно производятся и исследуются, т.к. в них были обнаружены скирмионы. Спиральное магнитное упорядочение в них может быть реализовано в нескольких эквивалентных направлениях, разделенных потенциальным барьером. Изменяя ориентацию магнитной спирали относительно SF границы с помощью внешнего магнитного поля, можно манипулировать (создавать или уничтожать) LRTC, а значит, и изменять критическую температуру тонкой сверхпроводящей пленки, перемагничивая лишь один магнитный слой (Рис.1). Это создает возможность для значительного упрощения структуры по сравнению с обычными сверхпроводящими спин-вентильными структурами, использующими минимум 5 различных слоев (сверхпроводящий, 2 ферромагнитных с разделяющим их немагнитным слоем, а также, пиннингующий слой антиферромагнетика) [5-8].

Метод расчета

Выполнение этой задачи основано на решении линейаризованных квазиклассических уравнений Узалея, применимых в пределе сильного рассеяния в окрестности T_c . Для вычисления критической температуры уравнение самосогласования решалось численными методами. Была написана программа на языке Си++. В качестве граничных условий использованы условия Куприянова-Лукичева, пригодные для слабых ферромагнетиков.

В этой модели был проведен расчет изменения критической температуры сверхпроводящего спинового вентиля, состоящего из слоя сверхпроводника на поверхности спирального антиферромагнетика при перемагничивании направляющего вектора спирали от параллельной до перпендикулярной ориентации по отношению к плоскости SF границы (Рис.1). Ранее проводились расчеты эффекта близости в гибридных структурах со спиральным магнитным порядком [9-12], но никто не пытался использовать их как переключаемые элементы.

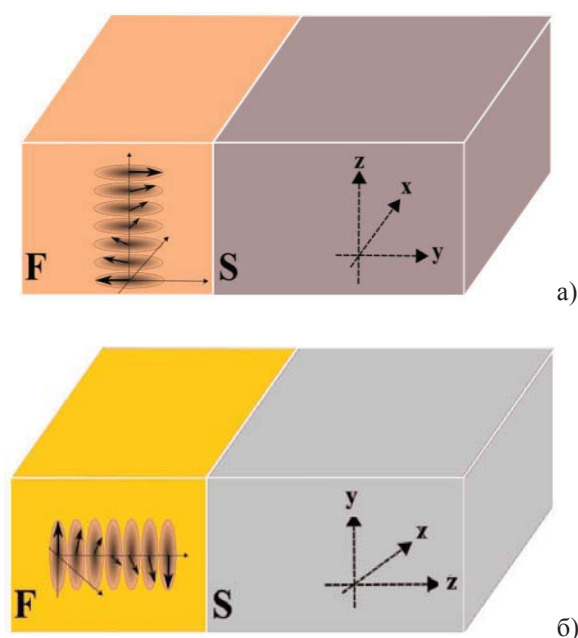


Рис. 1. Схематический вид сверхпроводящего спинового вентиля нового типа с переключаемым между состояниями (а) и (б) спиральным магнитным упорядочением

Обсуждение и перспективы

Расчет показал, что для реалистичных значений параметров, соответствующих соединению MnSi и Nb в качестве сверхпроводника, спин-вентильный эффект может по порядку величины достигать почти 1 К. Такая величина расценивается как «гигантский» спин-вентильный эффект [8].

Предлагаемые сверхпроводящие спиновые вентили могут служить элементами магнитной памяти. Потенциальный барьер, разделяющий состояния спирального спиновое вентиля с разными значениями T_c , обеспечивает дискретность переключения такого элемента памяти, что должно решить проблему выборочного переключения элементов в матрице, составленной по схеме Савченко (проблема полувыбора). Это является одной из основных проблем

при разработке сверхпроводящей магнитной памяти [13]. Применение предлагаемых спиновых вентилях позволит решить ряд следующих технологических проблем: 1) упростить структуру, а следовательно, и технологию изготовления таких наноструктур; 2) решить проблему выборочного магнитного переключения элементов матрицы (проблема полувыбора); 3) обеспечить достаточную рабочую область (промежуток изменения T_c).

Работа была поддержана проектом Центра Фундаментальных Исследований "Квантовые кооперативные явления при низких и сверхнизких температурах" Национального Исследовательского Университета Высшая Школа Экономики.

Литература

1. M. G. Blamire and J. W. A. Robinson *J. Phys.: Condens. Matter* 26 453201 (2014).
2. J. Linder and J. W. A. Robinson. *Nature Physics* 11, 307 (2015).
3. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, *Europhys. Lett.* 48, 686 (1999);
4. L. R. Tagirov, *Phys. Rev. Lett.* 83, 2058 (1999).
5. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 77, 609 (2003) [*JETP Lett.* 77, 510 (2003)].
6. Ya V. Fominov, A.A. Golubov, T.Yu Karminskaya, M.Yu Kupriyanov, R.G. Deminov, and L.R. Tagirov. *JETP Letters*, 91(6), 308–313, (2010).
7. M.G. Flokstra, T.C.Cunningham, J. Kim, N. Satchell, G. Burnell, S.J. Bending, P.J. Curran, S.J. Langridge, C. Kinane, J.F.K. Cooper, N. Pugach, M. Eschrig, S.L. Lee. *Phys. Rev. B* 91, 060501(R) (2015).
8. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, and J. Aarts. *Phys. Rev. X* 5, 021019 (2015).
9. T. Champel, M. Eschrig. *Phys. Rev. B* 72, 054523 (2005).
10. C. Wu, O. Valls, K. Halterman. *Phys. Rev. B* 86, 184517 (2012).
11. G. Halasz, J. Robinson, M. Blamire, et. al., *Phys. Rev. B* 79, 224505 (2009), *ibid.* 84, 024517 (2011).
12. A. F. Volkov, A. Anishchanka, and K. B. Efetov, *Phys Rev. B* 73, 104412 (2006).
13. T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, and O. A. Mukhanov, *Appl. Phys. Lett.*, 100, 222601 (2012).

Фазовая динамика SFS структуры и переверот магнитного момента

И.Р. Рахмонов^{1,2,*}, Ю.М. Шукринов^{1,3,§}, М.В. Михайлова³, А.И. Буздин⁴, К. Sengupta⁵
 А. Nahmedov^{6,7}

1 ЛТФ, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Россия.

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

3 Государственный университет Дубна, Дубна, 141980, Россия

4 University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France

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

6 Institute of Physics of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Baku, AZ-1143, Azerbaijan

7 Faculty of Physics, Moscow State University, Baku branch, Baku, AZ-1144, Azerbaijan

*rahmonov@theor.jinr.ru, §shukrinov@theor.jinr.ru

Приведены результаты численного исследования динамики магнитного момента в SFS структуре в рамках модели ϕ_0 контакта с учетом дополнительного прямоугольного сигнала тока. На основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта рассчитана временная зависимость магнитного момента при разных значениях как параметров магнитной системы, так и приложенного сигнала. Продемонстрирован переверот магнитного момента под действием сигнала при определенных значениях параметров модели.

Введение

Одной из наиболее интенсивно развивающихся областей физики конденсированного состояния является спинтроника. Важное место здесь занимает исследование джозефсоновских переходов в комбинации с магнитными системами [1]. Возможность управлять магнитными свойствами посредством джозефсоновского тока, а также влиять на джозефсоновский ток магнитным моментом привлекает большое внимание [2-4]. Важную роль в этих явлениях играет спин-орбитальное взаимодействие, которое в SFS-структурах обеспечивает механизм прямой связи между магнитным моментом и джозефсоновским током. В таких переходах нарушена симметрия относительно обращения времени и ток-фазовое соотношение содержит сдвиг фазы, который пропорционален магнитному моменту, перпендикулярному к градиенту асимметричного спин-орбитального потенциала [5].

В работе [6] проведен анализ спиновой динамики в ϕ_0 -переходах в низко-частотном режиме, который позволяет использовать квазистатический подход. Было показано, что постоянный сверхток может оказать сильное ориентационное влияние на магнитный момент ферромагнитного слоя. При возникновении электрического напряжения в ϕ_0 -переходах возникают осцилляции джозефсоновского тока, и соответственно, прецессия магнитного момента. Как указывалось в упомянутой работе, такая прецессия может контролироваться возник-

новением высших гармоник в соотношении ток-фаза, а также постоянной компонентой тока, которая значительно возрастает вблизи ферромагнитного резонанса. В нашей работе исследуется динамика SFS структуры в рамках модели ϕ_0 контакта под воздействием прямоугольного сигнала тока. Динамика SFS структуры описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [6].

Основные результаты

Все расчеты проведены для параметров модели $G=10$ и $r=0.1$, где G -отношение амплитуды энергии Джозефсона к энергии магнитной системы, r -параметр спин-орбитального взаимодействия. На Рис.1 приведена временная зависимость компоненты m_z .

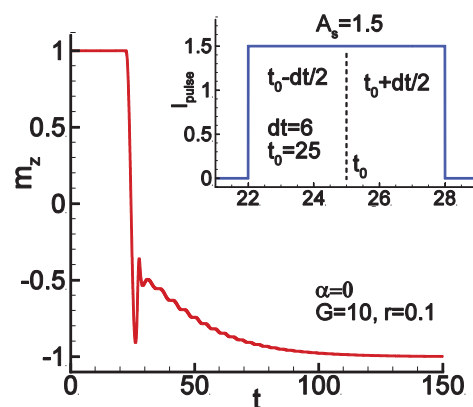


Рис. 1. Временная зависимость m_z . На вставке показана форма сигнала тока

Мы видим, что под воздействием сигнала реализуется полный переворот магнитного момента. На вставке к рисунку показана временная зависимость сигнала. При расчете высота сигнала составляла $A_s=1.5$, а время действия сигнала $dt=6$. В качестве начального условия использовано $m_z = 1$. После прекращения действия сигнала, m_z осциллирует, стремится к -1 . Для того, чтобы объяснить характер изменения m_z и указать причину его малых осцилляций после выключения сигнала нами проанализирована динамика m_x и m_y , которая представлена на Рис.2

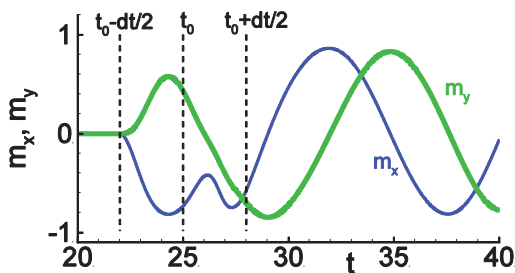


Рис. 2. Временная зависимость m_x и m_y для параметров модели $G=10$, $\gamma=0.1$

Пунктирными линиями выделена область действия сигнала. После прекращения действия сигнала m_x и m_y сдвинуты по фазе и продолжают затухающие осцилляции в течении определенного времени. Именно наличие осцилляций m_x и m_y приводит к малым осцилляциям m_z после отключения сигнала. Для того чтобы продемонстрировать влияние сигнала на характеристики джозефсоновского перехода, на Рис.3 представлены временные зависимости сверхпроводящего тока и разности фаз.

Мы видим, что под воздействием сигнала разность фаз изменяется на 2π , и соответственно, в области действия сигнала сверхпроводящий ток осциллирует. После прекращения сигнала осцилляции сверхпроводящего тока затухают в соответствии с осцилляциями магнитного момента. Эти осцилляции сверхпроводящего тока обусловлены тем, что после отключение сигнала сверхпроводящий ток замыкается на внутреннее сопротивление перехода.

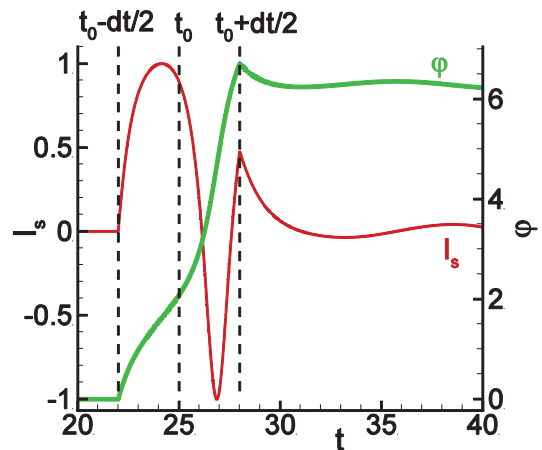


Рис. 3. Временная зависимость сверхпроводящего тока и разности фаз в джозефсоновском переходе

Таким образом, на приведенном примере мы показали возможность управления магнитными свойствами системы посредством джозефсоновского тока в φ_0 контакте. Показано влияние осцилляций магнитного момента на сверхпроводящий ток, а также влияние сверхпроводящего тока на магнитный момент. Продемонстрированная возможность переворота магнитного момента под воздействием сигнала может быть использована в сверхпроводниковой электронике и квантовых технологиях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов 15-51-61011 и 16-52-45011 и French ANR projects "SUPERTRONICS"

Литература

1. Jacob Linder and W. A. Jason Robinson // Nature Physics V. 11, 307 (2015).
2. A. I. Buzdin, // Rev. Mod. Phys. V. 77, 935 (2005).
3. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov // Rev. Mod. Phys. V. 77, 1321 (2005).
4. A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and E. Plichev // Rev. Mod. Phys. V. 76, 411 (2004).
5. A. Buzdin // Phys. Rev. Lett. V. 101, 107005 (2008).
6. F. Konschelle, A. Buzdin // Phys. Rev. Lett. V. 102, 017001 (2009).

Особенности синхронных режимов в YBCO джозефсоновских контактах

Л.С. Ревин^{1,2,*}, А.Л. Панкратов^{1,2,§}, А.В. Чигинев^{1,2}, Д.В. Мастеров¹, А.Е. Парафин¹, С.А. Павлов¹

¹ Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, 603950.

² Научно-исследовательский центр криогенной наноэлектроники, НГТУ им. Р.Е.Алексеева, Нижний Новгород.

*rls@ipmras.ru, §alp@ipmras.ru

В работе представлены результаты экспериментального и теоретического изучения синхронных режимов в YBCO джозефсоновских контактах как при воздействии внешнего магнитного поля, так и при совместном воздействии магнитного поля и СВЧ излучения. Образцы изготовлены в ИФМ РАН по оригинальной технологии задающей маски. Проведены детальные измерения образцов в диапазоне температур от 8 до 90К, обнаружена асимметрия ступеней Шапиро при одинаковых по модулю, но разных по знаку магнитных полях. Исследовано, как асимметрия ВАХ может сказаться на мощности генерации таких структур.

Введение

На протяжении многих лет высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) с сильной анизотропией были и остаются объектом интенсивных исследований. Асимметрии характеристик джозефсоновских контактов на основе ВТСП уделяется значительное внимание [1,2]. Режим генерации бегущих волн является актуальной темой для низкотемпературных контактов [3,4], в то время, как для ВТСП она исследована слабо.

Экспериментальные результаты

Для экспериментальных исследований были получены образцы распределенных джозефсоновских контактов на основе YBaCuO плёнок на бикристаллических фианитовых подложках. Образцы были изготовлены с помощью магнетронного напыления [5] посредством предварительной модификации поверхности подложки [6,7]. На подложках формировалась специальная "задающая" маска, так что при стандартном напылении пленки YBCO на такую подложку в модифицированных областях рос слой изолятора, а в немодифицированных — сверхпроводящая пленка. В результате формировалась заданная топология планарной сверхпроводящей структуры, причем напыление YBCO являлось завершающим этапом этого процесса.

На основе данной технологии были изготовлены образцы джозефсоновских контактов длиной 6 - 350 мкм и толщиной 0.3 - 0.6 мкм. Экспериментально измерены транспортные свойства структур, проведена каталогизация образцов по плотности

критического тока, нормальному сопротивлению, отношению $I_c R_n$ для 6 К и 77 К.

В качестве примера на рисунке 1 изображен фрагмент структуры джозефсоновского контакта с дипольной антенной, рассчитанной 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).

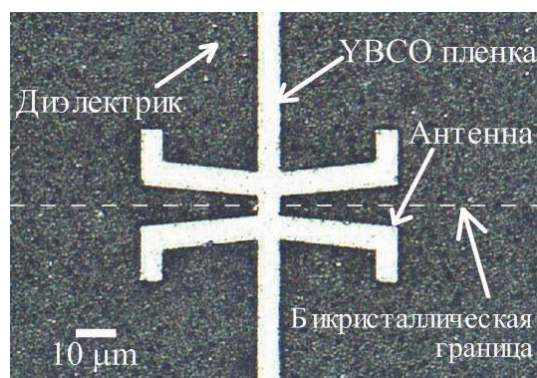


Рис. 1. Фотография джозефсоновской структуры (ширина пленки - 6 мкм, толщина - 300 нм)

На рисунке 2 представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ) бикристаллического контакта длиной 6 мкм под воздействием внешнего высокочастотного излучения ($f = 70,5$ ГГц). На ВАХ отчетливо видны не только целые ступени Шапиро, но и дробные, которые наблюдались ранее [8] и объяснялись различными причинами, включая не-синусоидальную ток-фазовую зависимость [9-10].

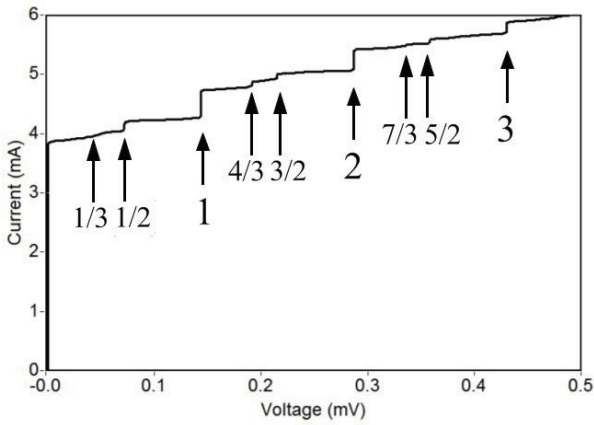


Рис. 2. ВАХ образца 6 мкм при температуре 6 К под воздействием внешнего сигнала 70.5 ГГц. Стрелками на рисунке помечены целые и дробные ступени Шапиро

На рисунке 3 изображены зависимости критического тока, а также амплитуды первой и половинной ступеней Шапиро от величины внешнего магнитного поля. Видно, что характер зависимости амплитуды первой ступени качественно повторяет ток-полевою зависимость, в то время как амплитуда половинной ступени (и всех остальных дробных ступеней) меняется в противофазе с целыми.

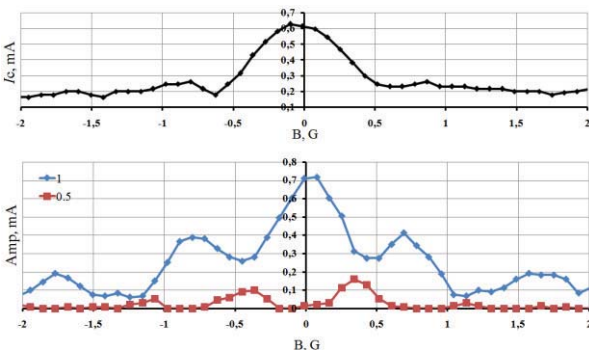


Рис. 3. Зависимость критического тока и амплитуды первой и половинной ступеней от величины внешнего магнитного поля для структуры 6 мкм и температуры 76 К

Кроме того, проведено исследование зависимости положения ступени генерации бегущей волны от величины магнитного поля (условие равенства скоростей). Связь между вольт-амперной характеристикой и мощностью генерации исследована с помощью предложенного параметра минимума дифференциального сопротивления ступеней бегущей волны (рисунок 4). Показано, что внутренняя неоднородность протекания тока через бикристаллическую границу [11] приводит к изменению излучательных свойств структур, что предполагает необ-

ходимость выбора оптимальных параметров для получения генерации.

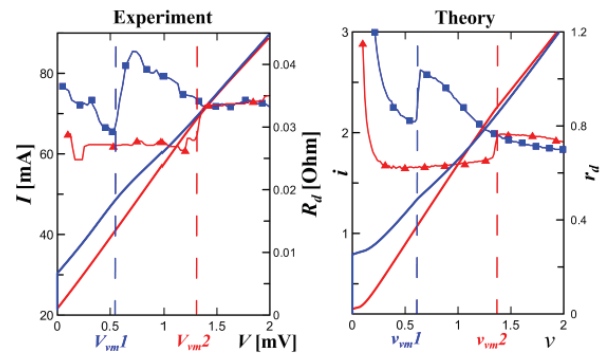


Рис. 4. ВАХ и дифференциальное сопротивление, демонстрирующее особенности, для образца 50 мкм при температуре 6 К под воздействием внешнего магнитного поля (эксперимент и теория)

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант 16-19-10478).

Литература

1. D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, F.K. LeGoues, Phys. Rev. Lett., 61, 219 (1988).
2. R. Monaco, V.P. Koshelets, A. Mukhortova, and J. Mygind, SUST, 26, 055021 (2013).
3. T. Nagatsuma, K. Enpuku, K. Sueoka, K. Yoshida, F. Irie, J. Appl. Phys., V. 58, 441 (1985).
4. V. P. Koshelets, A. Shchukin, I.L. Lapytskaya, and J. Mygind, Phys. Rev. B, V. 51, 6536 (1995).
5. Д. В. Мастеров, С. А. Павлов, А. Е. Парафин, Ю. Н. Дроздов, ЖТФ 77, с. 109-113 (2007).
6. D.V. Masterov, S.A. Pavlov, A.E. Parafin, P.A. Yunin, Tech. Phys. Lett. 42, 594 (2016).
7. D.V. Masterov et al, SUST 30, 025007 (2017).
8. D. Terpstra, R.P.J. IJsselsteijn, H. Rogalla, Appl. Phys. Lett. 66, 2286 (1995).
9. B. Hu, J. Tekić, Appl. Phys. Lett. 90, 102119 (2007).
10. A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, E. Ilchev // Rev. Mod. Phys. 76, 411 (2004).
11. L.S. Revin et al, J. Appl. Phys. 114, 243903, (2013).

Особенности электронного транспорта в мезоскопических многотерминальных джозефсоновских узлах

Д.А. Савинов^{1,2}

1 Institute for Physics of Microstructures of the RAS, GSP-105, Nizhni Novgorod, 603950, Russia.

2 Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhni Novgorod 603950, Russia.

savinovda@ipm.sci-nnov.ru

На основе теории Боголюбова-де Жена исследованы спектральные и транспортные характеристики мезоскопических многотерминальных джозефсоновских систем. Основное внимание уделено рассмотрению системы с тремя сверхпроводящими электродами (джозефсоновский триод). На основе рассчитанных ток-фазовых соотношений проанализированы особенности ступеней типа Шапиров в джозефсоновском триоде. Обнаружены специальные условия резонанса, при которых наблюдается существенное увеличение ступеней выпрямленного сверхтока. Также в работе рассмотрены типичные конфигурации джозефсоновского триода, позволяющие контролировать распределение фаз параметра порядка в берегах с целью возможной реализации двумерного топологического материала, предсказанной в работе [1].

В последние несколько лет наблюдается существенный рост теоретических и экспериментальных работ, связанных с исследованием многотерминальных джозефсоновских структур – структур с несколькими сверхпроводящими электродами, слабо связанными друг с другом (см., например, [1,2]). Данный рост обусловлен, в основном, возможностью применения таких систем для создания топологических материалов разной размерности, контролируемой числом сверхпроводящих терминалов в джозесоновском узле. В частности, в работе [1] проведена теоретическая демонстрация топологического образца размерности $n-1$, реализованного на основе джозефсоновской структуры с n обычными сверхпроводящими электродами. Рассмотренная в работе [1] реализация топологического материала может быть осуществлена только для специального вида зависимости спектра андреевских уровней от разностей фаз параметров порядка в сверхпроводящих терминалах, несомненно, приводящего к определенным особенностям транспортных характеристик джозефсоновской системы.

В настоящей работе на основе теории Боголюбова-де Жена выполнен теоретический анализ спектральных и транспортных характеристик мезоскопических многотерминальных джозефсоновских узлов. Основное внимание уделено рассмотрению системы с тремя сверхпроводящими электродами, слабо связанными нормальной областью (джозефсоновский триод). Анализ основан на применении специального подхода, в рамках которого не

учитываются особенности квазичастичного движения в нормальной области, поскольку рассеяние электронов и дырок описывается с помощью формализма матрицы рассеяния. Таким образом, данный теоретический подход оказывается справедливым для различных геометрий джозефсоновской системы. Поскольку теория Боголюбова-де Жена справедлива для описания состояний квазичастиц в «чистом» пределе (длина контакта много меньше длины свободного пробега), мы учли, что рассеяние в сверхпроводящих электродах определяется лишь андреевским отражением от границ сверхпроводник/нормальный металл, а весь беспорядок сосредоточен в центре нормальной области, к которому подходят три «чистых» нормальных электрода. Для случая контакта двух электродов данный подход был впервые применен в работе [3]. Задача состояла в анализе энергетических спектров андреевских уровней и расчете ток-фазовых соотношений.

Первоначально, мы подробно изучили частный случай одномодового режима, когда поперечные размеры нормальных электродов оказываются порядка фермиевской длины волны. До недавнего времени рассмотрение такого режима могло быть интересным лишь с теоретической точки зрения и практически нереализуемым в эксперименте, поскольку типичные значения фермиевской длины волны очень малы – порядка 1 А в нормальных металлах и 10 нм в двумерном электронном газе типичных полупроводниковых структур. Однако, со-

всем недавно многоконтактная структура с четырьмя ветвями, была рассмотрена в одномодовом случае в работе [4], в которой Бинеккер предложил реализовать эксперимент по детектированию майорановских фермионов. Более того, андреевское отражение в одномодовом режиме было экспериментально исследовано в сверхпроводящих контактах с двумерным электронным газом, расположенным на гетероструктурах типа $\text{InAs}/\text{AlxGa}_{1-x}\text{Sb}$ (см. [5]), а также в контактах графен/сверхпроводник (см. [6]). Таким образом, мы предполагаем, что рассмотрение одномодового режима в джозефсоновском триоде может иметь практический интерес в случае, когда нормальная область представляет собой двумерный электронный газ или графен.

Мы также проанализировали случай многомодового режима в джозефсоновском триоде, который реализуется, когда поперечные размеры нормальных электродов много больше фермиевской длины волны. В рамках данного режима мы развили теорию возмущений по малым прозрачностям контактов и получили приближенное выражение для ток-фазового соотношения, справедливого как при температурах, близких к критической, так и при более низких температурах, в окрестности нуля, когда для описания сверхтоков в электродах важны вторые и смешанные гармоники в ток-фазовом соотношении.

В рамках развитой теоретической модели исследованы отличительные особенности вольт-амперных характеристик джозефсоновского триода, находящегося под воздействием внешнего излучения. Известно, что ступени выпрямленного сверхтока могут наблюдаться в рассматриваемой джозефсоновской системе и в отсутствие всякого излучения [7]. Мы изучили модификацию таких ступеней, вызванную внешним электромагнитным сигналом. Влияние внешнего излучения приводит к появлению переменного напряжения между различными электродами, что вызывает появление новых серий ступеней выпрямленного тока. В результате, мы нашли специальные условия резонанса для наблюдения ступеней типа Шапиро с увеличенной амплитудой выпрямленного сверхтока. Подобное увеличение должно минимизировать паразитное влияние термических шумов на наклон ступеней. Таким образом, ступени типа Шапиро становятся более доступными для их экспериментальной визуализации. Поэтому, мы надеемся, что данное интересное явление может быть проверено с помощью современных измерительных методик.

В дополнении к полученным результатам мы предложили типичные конфигурации джозефсоновской системы с тремя сверхпроводящими электродами, которые позволяют контролировать распределение фаз параметра порядка в сверхпроводящих берегах. Рассмотренные в работе конфигурации образованы с помощью замыкания пары и/или пар сверхпроводящих терминалов в кольцо. Это позволяет контролировать значение соответствующей разности фаз путем задания определенного магнитного потока через кольцо. Данный контроль может оказаться важным для применения джозефсоновского триода к организации двумерного топологического материала [1].

Таким образом, в данной работе развит формализм матрицы рассеяния для расчета электронного транспорта в мезоскопических многотерминальных узлах, на основе которого проведен систематический анализ спектральных и ток-фазовых характеристик джозефсоновского триода, а также изучены специальные условия для возможного наблюдения ступеней выпрямленного сверхтока. Отдельное внимание в работе уделено обсуждению конфигураций трехтерминальной джозефсоновской системы для контроля разностей фаз параметров порядка в электродах, необходимого для реализации двумерного топологического материала, предсказанного в работе [1].

Литература

1. Roman-Pascal Riwar, Manuel Houzet, Julia S. Meyer, and Yuli V. Nazarov // *Nature Communications*, V. 7, 11167 (2016).
2. E. Strambini, S.D'Ambrosio, F. Vischi, F.S. Bergeret, Yu.V. Nazarov, and F. Giazotto // *Nature Nanotechnology Letters*, V. 11, 1055 (2016).
3. C.W.J. Beenakker // *Phys. Rev. Lett.*, V. 67, 3836 (1991).
4. C.W.J. Beenakker // *Phys. Rev. Lett.*, V. 112, 070604 (2014).
5. J. Eroms, D. Weiss, J.De Boeck, G. Borghs, U. Zulicke // *Phys. Rev. Lett.*, V. 95, 107001 (2005).
6. M. Popinciuc, V.E. Calado, X.L. Liu, A.R. Akhmerov, T.M. Klapwijk, L.M.K. Vandersypen // *Phys. Rev. B*, V. 85, 205404 (2012).
7. J.C. Cuevas, H. Pothier // *Phys. Rev. B*, V. 75, 174513 (2007).

Экранирующие свойства цилиндрических SF структур с эффектом близости

А.В. Самохвалов

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

samokh@ipm.sci-nnov.ru

Теоретически изучены экранирующие свойства гибридной структуры сверхпроводник/ферромагнетик (SF) с эффектом близости и неодносвязной геометрией, состоящей из полого сверхпроводящего цилиндра (оболочка), центральная часть которого (сердцевина) заполнена ферромагнитным металлом. Выполнены расчеты эффективной глубины проникновения магнитного поля в структуру для неоднородных состояний с различными значениями орбитального момента L и найдены условия возникновения в SF цилиндре аксиальной ЛОФФ модуляции.

Конкуренция спин-синглетного куперовского спаривания и ферромагнитного упорядочения в гибридных системах ферромагнетик-сверхпроводник (FS) с эффектом близости служит, как известно, причиной сильного подавления критической температуры сверхпроводящего перехода T_c и появления в ферромагнетике сверхпроводящих корреляций, амплитуда которых осциллирует и затухает на масштабе $\xi_f = \sqrt{D_f / h}$ в направлении перпендикулярном SF границе (см., например, обзор [1]). Следствием подобного взаимодействия являются немонотонная зависимость критической температуры T_c слоистых FS структур от толщины ферромагнитного слоя [2] и возможность реализации π -фазной сверхпроводимости [3].

Отличительной особенностью более сложных неодносвязных гибридных SF структур с эффектом близости (полый сверхпроводящий цилиндр с ферромагнитной сердцевиной) является возможность возбуждения в таких структурах вихревых состояний с отличным от нуля орбитальным моментом L даже при отсутствии внешнего магнитного поля [4]. Конкуренция орбитального (для $L \neq 0$) и обменного механизмов подавления синглетной сверхпроводимости приводит к немонотонной зависимости критической температуры T_c сверхпроводящего перехода FS структуры от характерного размера полости, заполненной ферромагнетиком. Немонотонное поведение T_c объясняется переходами между состояниями с различным значением L , которое определяет циркуляцию фазы сверхпроводящего параметра порядка по контуру, охватывающему полость. В докладе изучены условия возникновения и влияние дополнительной модуляции сверхпроводящего параметра порядка вдоль

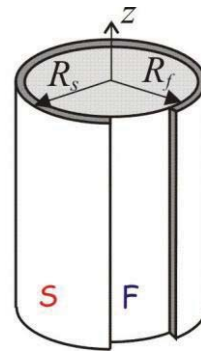


Рис. 1. Схематическое изображение гибридной системы, состоящей из ферромагнитного цилиндра радиуса R_f и тонкой сверхпроводящей оболочки толщиной $d_s = R_s - R_f$

оси цилиндра на температуру сверхпроводящего перехода и экранирующие свойства FS структуры. В качестве модельной FS структуры рассмотрим ферромагнитный цилиндр, покрытый тонким слоем сверхпроводника (см. рис.1). Будем считать, что для образующих FS гибридную структуру металлов выполнены условия «грязного» предела и воспользуемся линейаризованными уравнениями Узаделя для определения критической температуры перехода T_{cL}^p SF цилиндра в сверхпроводящее состояние, которое характеризуется завихренностью L и волновым числом p продольной ЛОФФ модуляции вдоль оси цилиндра z :

$$\ln(T_{cL}^p / T_{cs}) = \Psi(1/2) - \text{Re} \left[\Psi \left(1/2 - \Omega_L^p / 2\pi T_{cL}^p \right) \right] \quad (1)$$

где Ψ - дигамма функция. Параметр распаривания

$$\Omega_L^p = \pi T_{cs} \xi_s^2 \left[\frac{L^2}{R_f^2} + p^2 + \frac{\sigma_f / \sigma_s}{d_s (\gamma_b \xi_n + R_f / \alpha_L^p)} \right] \quad (2)$$

описывает подавление сверхпроводимости в тонкой S оболочке ($d_s \leq \xi_s$) из-за орбитального эффекта (первое и второе слагаемые) и вследствие совместного влияния эффекта близости и обменного поля $h \gg T_{cs}$

ферромагнетика (третье слагаемое). Здесь T_{cs} - критическая температура сверхпроводника при отсутствии эффекта близости и/или внешнего магнитного поля (тока), $\sigma_{s,f}$ - удельные проводимости S и F металлов в нормальном состоянии, параметр γ_b характеризует прозрачность SF границы и определяется сопротивлением границы на единицу площади R_b ($\gamma_b \xi_s = R_b \sigma_f$), а $\xi_{s,n} = \sqrt{D_{s,f}/2\pi T_{cs}}$ - длина когерентности в сверхпроводнике и нормальном ферромагнитном металле. На рис.2 показаны типичные зависимости температуры перехода T_{cL}^p (1), (2) в сверхпроводящее состояние $\{L, p\}$ от радиуса F цилиндра. Критическая температура сверхпроводящего перехода T_c определяется, как обычно, максимальным значением T_{cL}^p

$$T_c = \max_{L,p} \{T_{cL}^p\}$$

и достигается при значении волнового числа $p = p_m$, которое может быть отличным от нуля. Если F цилиндр тонкий ($R_f \ll \xi_f$), то в структуре устанавливается однородное по z сверхпроводящее состояние с $L=0$. В этом случае эффект близости слабый, и $T_c \approx T_{cs}$, а неоднородное состояние с $L \neq 0$ невозможно из-за сильного орбитального эффекта. С увеличением радиуса сердцевинки R_f влияние обменного поля ферромагнетика растет, и SF структура переходит в модулированное безвихревое с $L=0$ и $p = p_m \neq 0$. При дальнейшем увеличении R_f критическая температура $T_{c0}^{p_m}$ уменьшается, а кинетическая энергия сверхтока в состоянии с $L=1$ становится меньше из-за уменьшения орбитального эффекта. Одновременно с этим, начинают играть роль знакопеременные осцилляции парной волновой функции в ферромагнетике в радиальном направлении, поскольку радиус F цилиндра становится соизмерим с периодом осцилляций ($R_f \sim \xi_f$) аномальной функции Грина. В результате в SF структуре устанавливается однородное по z вихревое состояние с $L=1$, которое при дальнейшем увеличении R_f сменяется вихревым ЛОФФ состоянием с $L=1$ и $p = p_m \neq 0$. Таким образом, эффект близости и обменное взаимодействие могут индуцировать как вихревые состояния, так и ЛОФФ модуляцию в полом сверхпроводящем цилиндре, заполненном ферромагнитным металлом. В обоих случаях речь идет о формировании сверхпроводящего состояния неоднородного вдоль FS границы. Для планарной геометрии возможность и роль про-

долной ЛОФФ модуляции в SF бислое обсуждалась ранее в работе [5].

Немонотонное поведение $T_c(R_f)$ из-за переходов между различными орбитальными и/или ЛОФФ модами, сопровождается немонотонной зависимостью экранирующих свойств SF цилиндра от радиуса ферромагнитной сердцевинки R_f . Увеличение барьера на FS границе способствует формированию мод с большими L и оказывает незначительное влияние на условия развития и область существования продольной ЛОФФ неустойчивости в SF цилиндре.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (грант #15-02-04116).

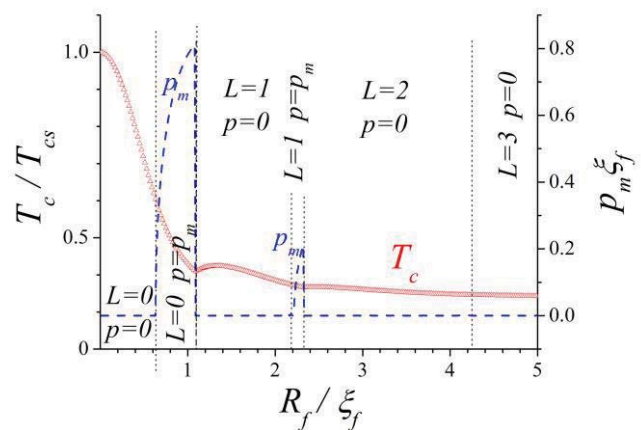


Рис. 2. Зависимость критической температуры T_c (символы) и волнового числа p_m (пунктирная линия) от радиуса F цилиндра R_f для значений завихренности $L=1 \div 3$ [$d_s = 0.5 \xi_s$, $\sigma_s / \sigma_f = 0.5$, $\xi_s / \xi_f = 0.1$, $\xi_n / \xi_f = 1.5$, $\gamma_b = 0.75$]

Литература

1. A. Buzdin, Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005);
2. А.И. Буздин, М.Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ, 52, 1089(1990); Th. Muhge, et al., Phys.Rev.Lett. 77, 1857 (1996).
3. Л.Н. Булаевский, В.В. Кузий, А.А. Собянин, П. в ЖЭТФ 25, 314 (1977); Z. Radovic, et al., Phys. Rev. B 44, 759 (1991); V.V.Ryazanov, et al., Phys.Rev.Lett. 86, 2427 (2001); V.N.Kushnir, et al., Phys. Rev. B 84, 214512 (2011).
4. A. V. Samokhvalov, et al., Phys. Rev. B 76, 184519 (2007); Phys. Rev. B 79, 174502 (2009).
5. S. Mironov, et al., Phys.Rev.Lett., 109, 237002 (2012).

Фазовые переходы в гибридных SFS структурах с тонкими сверхпроводящими слоями

А.В. Самохвалов*, С.Н. Вдовичев, Ю.Н. Ноздрин, Е.Е. Пестов, П.А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

* samokh@ipm.sci-nnov.ru

Приведены результаты измерений критической температуры T_c перехода в сверхпроводящее состояние гибридной структуры сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (SFS) с тонкими сверхпроводящими слоями и ферромагнитным барьером. С помощью локальной методики, использующей измерения ближнепольным зондом нелинейного СВЧ отклика системы, обнаружено anomальное повышение измеряемой T_c при уменьшении толщины сверхпроводящих слоев d_s . Показана связь возвратного поведения $T_c(d_s)$ с фазовым переходом между 0 и π состояниями.

Интерес к эффекту близости между сверхпроводниками (S) и ферромагнетиками (F) вызван дополнительными возможностями, которые возникают из-за конкуренции спин-синглетного куперовского спаривания и обменного поля, стремящегося перестроить электронные спины [1]. Прежде всего - это колебания амплитуды сверхпроводящего параметра порядка, известные как состояние Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла (ЛОФФ) [2]. В случае гибридных SF структур совместное влияние эффекта близости и обменного взаимодействия приводит к появлению в ферромагнетике сверхпроводящих корреляций, амплитуда которых осциллирует и затухает в направлении перпендикулярном SF границе [3], вследствие чего может возникнуть спонтанная разность фаз π между сверхпроводящими параметрами порядка различных S слоев (π -сверхпроводимость) [4]. Экспериментально формирование π фазы в гибридных FS структурах проявляется в немонотонной зависимости критической температуры T_c от толщины d_f ферромагнитного слоя [5] и/или в немонотонной зависимости критического тока I_c джозефсоновского SFS перехода от температуры T и толщины F барьера d_f [6]. Однако, несмотря на многочисленные экспериментальные и теоретические исследования 0- π перехода в джозефсоновских SFS структурах, вопрос о влиянии толщины сверхпроводящих слоев d_s на основное состояние контакта остался практически неизученным. В докладе приведены результаты экспериментальных исследований поведения критической температуры T_c диффузной SFS структуры с тонкими S слоями в окрестности перехода между 0 и π состояниями.

Трехслойные SFS структуры Nb/Cu_{1-x}Ni_x/Nb изготовлены в едином вакуумном цикле на

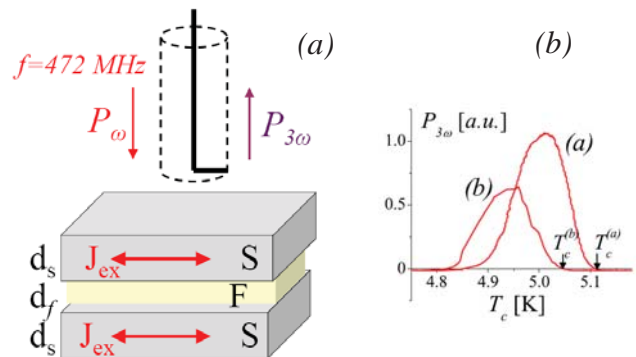


Рис. 1. (а) Конструкция ближнепольного СВЧ зонда с индуктивной связью для измерения критической температуры T_c перехода в сверхпроводящее состояние гибридной SFS структуры. (б) Типичные температурные зависимости мощности СВЧ сигнала на третьей гармонике $P_{3\omega}$ для образцов (а) и (б) на рис.2 с $d_{CuNi} = 5$ нм

кремниевой подложке методом магнетронного распыления при остаточном давлении в камере порядка 3×10^{-8} Торр с характерной скоростью нанесения слоев порядка $5 \div 6$ нм/мин. Толщина d_{Nb} нижнего и верхнего сверхпроводящих слоев Nb составляла порядка несколько длин когерентности тонкопленочного ниобия $\xi_{Nb} \approx 6 \div 8$ нм. Слой слабого ферромагнетика Nb/Cu_{1-x}Ni_x/Nb наносился методом магнетронного распыления двух мишеней. Атомарный состав ферромагнитного сплава CuNi в исследуемых образцах определялся по данным рентгеноструктурного анализа: концентрация Ni в сплаве составляет $x = 0.65$, что соответствует температуре Кюри $T_{Curie} \approx 250$ К слабого ферромагнетика. Наличие ферромагнетизма в сплаве Cu_{0.35}Ni_{0.65} контролировалось магнеторезистивными измерениями anomального эффекта Холла при температуре $T = 4.2$ К. Поле насыщения и коэрцитивная сила тонкой пленки Cu_{0.35}Ni_{0.65} в перпендикулярном внешнем поле со-

ставляли 1000 Гс и 200 Гс, соответственно. Структурные свойства слоев и их толщина определялись с помощью дифрактометра Bruker D8 Discover.

Измерения критической температуры T_c выполнены с помощью локальной безконтактной методики, основанной на измерении нелинейного СВЧ отклика SFS структуры с помощью ближнепольного зонда [7]. На рис.1b показаны типичные температурные зависимости мощности СВЧ сигнала $P_{3\omega}$ на утроенной частоте основного сигнала, которая представляет собой пик $P_{3\omega}(T)$, локализованный в окрестности T_c . Для изучения зависимости критической температуры T_c от толщины слоев ниобия d_{Nb} было изготовлено более сорока SFS структур с различной толщиной S и/или F слоев. Полученные таким образом зависимости $T_c(d_{Nb})$ для различных значений толщины F барьера d_{CuNi} показаны на рис.2.

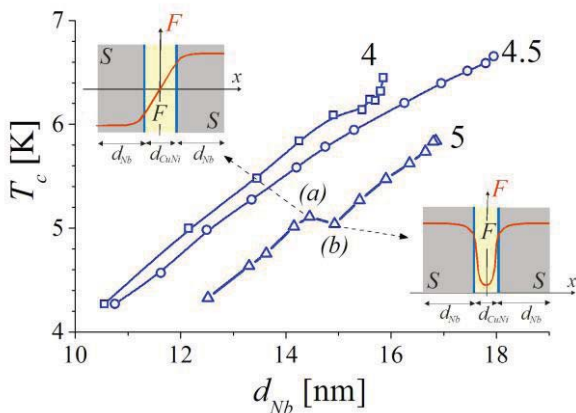


Рис. 2. Зависимость критической температуры SFS структуры T_c от толщины слоя d_{Nb} для разных значений толщины F барьера: $d_{CuNi} = 4, 4.5, 5$ нм. На вставках показаны распределения аномальной функции Грина F в структуре для π моды (a) и 0 моды (b)

В то время, как для образцов с $d_{CuNi} = 4$ и 4.5 нм критическая температура T_c монотонно падает с уменьшением толщины слоя ниобия d_{Nb} , образец с $d_{CuNi} = 5$ нм показывает качественно иную зависимость $T_c(d_{Nb})$: на кривой $T_c(d_{Nb})$ есть участок «возвратного» поведения при $d_{Nb} \sim d_{Nb}^* \approx 14.7$ нм, где T_c аномально растет с уменьшением d_{Nb} . Такая нетипичная зависимость $T_c(d_{Nb})$ может быть проявлением перехода между 0 (при $d_{Nb} > d_{Nb}^*$) и π (при $d_{Nb} < d_{Nb}^*$) состояниями SFS структуры. Отсутствие участка «возвратного» поведения $T_c(d_{Nb})$ для образцов с $d_{CuNi} = 4$ и 4.5 нм объясняется крайней чувствительностью 0- π перехода к параметрам SFS структуры. При повторных измерениях зависимости $T_c(d_{Nb})$ образцов с $d_{CuNi} = 5$ нм, выполненных через 4 месяца после их изготовления, аномальный участок с «возвратной» зависимостью $T_c(d_{Nb})$ не наблюдался, что свидетельствует о заметных изменениях структуры образца с течением времени. Подобные

процессы «старения» SFS структур могут быть вызваны нарушениями химического состава и/или однородности ферромагнитного сплава, усилением структурного беспорядка и формированием нерезких (размытых) SF границ.

Для объяснения наблюдавшегося в экспериментах аномального поведения критической температуры $T_c(d_{Nb})$ предложена модель [8], учитывающая отличие критической плотности тока в слоях для 0 и π состояний SFS структуры. Создаваемое ближнепольным зондом квазистатическое магнитное поле индуцирует в области локализации высокочастотный ток j , который препятствует переходу SFS структуры в сверхпроводящее состояние и вызывает сдвиг $\delta T_c^{0,\pi}$ критической температуры T_c перехода SFS структуры в сверхпроводящее состояние относительно своего термодинамического значения $T_c^{0,\pi}$:

$$T_c = T_c^{0,\pi} - \delta T_c^{0,\pi} (j / j_c^{0,\pi}).$$

Поскольку в широком диапазоне параметров гибридной SFS структуры плотность критического тока в π фазе оказывается выше, чем в 0 фазе ($j_c^\pi(T) > j_c^0(T)$), то $\delta T_c^0 > \delta T_c^\pi$, и при 0 \rightarrow π переходе возникает скачок критической температуры $\Delta T_c = \delta T_c^0 - \delta T_c^\pi > 0$.

Исследования были поддержаны грантом #15-12-10020 Российского научного фонда. При выполнении работы использовалось оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

Литература

1. A. Buzdin, Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005); F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. 77, 1321 (2005).
2. P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. 135, A550 (1964); A. I. Larkin and Y. N. Ovchinnikov, Sov. Phys.-JETP 20, 762 (1965).
3. А.И.Буздин, Л.Н.Булаевский, С.В.Панюков, П. в ЖЭТФ 35, 147 (1982); А. И. Буздин, М. Ю. Куприянов, П. в ЖЭТФ 53, 308 (1991); А.И. Буздин, В. Вуйчич, М.Ю.Куприянов, ЖЭТФ 101, 231 (1992).
4. Л.Н.Булаевский, В.В.Кузий, А.А.Собянин, П. в ЖЭТФ 25, 314 (1977).
5. Z. Radovic, et al., Phys. Rev. B 44, 759 (1991); V.N.Kushnir, et al., Phys. Rev. B 84, 214512 (2011).
6. V.V.Ryazanov, et al., Phys.Rev.Lett. 86, 2427 (2001); T. Kontos, et al., Phys. Rev. Lett. 89, 137007 (2002); В.В. Рязанов, и др. УФН 174, 795 (2004).
7. Е.Е. Pestov, V.V. Kurin, Yu.N. Nozdrin, IEEE Trans. on Appl. Supercond. 11, 131 (2001); S.V.Baryshev, Е.Е. Pestov, A.V.Boby, Yu.N.Nozdrin, V.V.Kurin, Phys. Rev. B 76, 054520 (2007).
8. A.V. Samokhvalov, A.I. Buzdin, Phys. Rev. B 92, 054511 (2015); С.Н.Вдовичев, и др. П. в ЖЭТФ 104, 336 (2016).

Параметрическое преобразование частоты микроволновых фотонов в сверхпроводниковых метаматериалах

А.М. Сатанин

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.
sarkady@mail.ru

В докладе обсуждается электродинамика квантовых метаматериалов на основе джозефсоновских сверхпроводниковых структур. Предполагается, что микроволновые фотоны, генерируемые внешними источниками, подводятся к активным элементам с помощью сверхпроводниковых соединительных волноводов. Показано, что в квантовом режиме в таких системах возможны процессы деления частоты и генерации скореллированных фотонов.

Введение

В последнее время большой интерес вызывает электродинамика высокочастотных сверхпроводниковых линий, с инкорпорированными в них джозефсоновскими переходами [1,2]. Ранее рассматривались электромагнитные свойства сверхпроводниковых колец и цилиндров, гибридных структур нормальный металл-сверхпроводник, сверхпроводник-ферромагнетик и т.д.[1-3]. Встроенные нелинейные элементы позволяют управлять микроволновыми фотонами в активных волноводных линиях (метаматериалах), что особенно актуально для современных информационных технологий. За последние несколько лет были разработаны новые методы генерации, манипуляции и детектирования сильно коррелированных фотонов в квантовых джозефсоновских цепях [4]. В качестве основного механизма генерации сильно-коррелированных фотонов – бифотонов или мультифотонов - обычно используется процессы преобразования с понижением частоты, которые ранее уже были рассмотрены с феноменологической точки зрения в нелинейной оптике [5]. Процесс динамического параметрического преобразования частоты в квантовых сверхпроводящих сетях со встроенными джозефсоновскими переходами рассматривается как перспективный механизм для генерации запутанных фотонов в СВЧ диапазоне.

В докладе обсуждаются модели и методы реализации квантовых метаматериалов на основе твердотельных сверхпроводниковых элементов, управляемых микроволновыми фотонами, посту-

пающие из сверхпроводниковых соединительных волноводных линий.

Метаматериал на основе цепочки rf-SQUID-ов

В качестве простого примера мы исследуем процессы преобразования с понижением частоты в сверхпроводящих копланарных волноводах, которые содержат микронные сверхпроводящие петли, прерываемые одним или несколькими джозефсоновскими переходами – цепочках rf-SQUID-ов, индуктивно связанных с центральной сверхпроводящей жилой. Модель, рассматриваемая в данной работе, показана на рисунке 1.

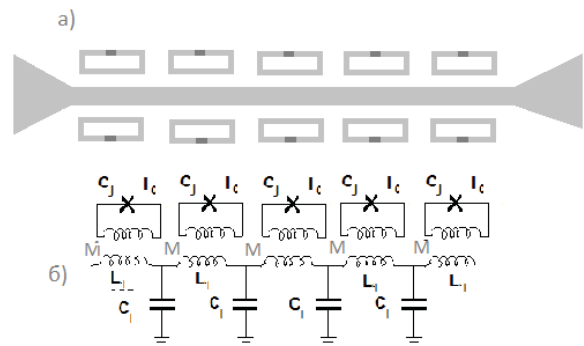


Рис. 1. Схема копланарного волновода (а). Центральная сверхпроводниковая жила планарного волновода индуктивно связана со сверхпроводящими кольцами микронных размеров, в которое встроен джозефсоновский контакт. Эквивалентная схема волноводной линии (б). Предполагается, что контуры петель могут пронизывать потоки постоянного управляющего магнитного поля

Нас будет интересовать квантовый режим, когда фотоны описываются в виде когерентных волновых пакетов или фоковских многофотонных состояний, а джозефсоновские осцилляторы «работают» в квантовом режиме.

Гамильтониан квантовой системы имеет вид:

$$\hat{H} = \sum_l \left(\hbar \omega_l \hat{a}_l^\dagger \hat{a}_l - \frac{1}{4} \hbar \chi (\hat{a}_l + \hat{a}_l^\dagger)^3 \right) + i\hbar \sum_{k,l} g_{k,l} (\hat{a}_l \hat{b}_k^\dagger - \hat{a}_l^\dagger \hat{b}_k) + \sum_k \hbar \omega_k \hat{b}_k^\dagger \hat{b}_k \quad (1)$$

где первое слагаемое описывает нелинейные rf-SQUID-ы, которые характеризуются джозефсоновскими частотами ω_l , χ -нелинейными восприимчивостями и операторами рождения \hat{a}_l^\dagger и уничтожения \hat{a}_l ; второе – описывает взаимодействие нелинейных осцилляторов с квантованными микроволновыми фотонами с законом дисперсии

ω_k и соответствующими операторами рождения и уничтожения (\hat{b}_k^\dagger и \hat{b}_k). Константы связи $g_{k,l}$ и параметр нелинейности χ зависят от параметров системы и могут управляться внешним магнитным полем, которое создается дополнительными катушками. Отметим, что взаимодействие между полем и осцилляторы записано только с учетом резонансных слагаемых.

Метод решения и основные результаты

Гейзенберговские уравнения движения для оператора Гамильтона (1) имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{b}_k}{dt} &= -i\omega_k \hat{b}_k + \sum_l g_{k,l} \hat{a}_l, \\ \frac{d\hat{a}_l}{dt} &= -i\omega_l \hat{a}_l + i\chi (\hat{a}_l + \hat{a}_l^\dagger)^2 - \sum_k g_{k,l} \hat{b}_k. \end{aligned} \quad (2)$$

Как видно из (2), первое уравнение для бозе-операторов \hat{b}_k является линейным и формально может быть решено:

$$\hat{b}_k(t) = \hat{b}_k(0)e^{-i\omega_k t} + \sum_l g_{k,l} \int_0^t dt' \hat{a}_l(t') e^{-i\omega_k(t-t')}. \quad (3)$$

Подставив полученное решение в правую часть второго уравнения (2), мы исключим \hat{b}_k и получим замкнутое уравнение для нелинейных джозефсоновских осцилляторов. Как обычно, интеграл в правой части (3) при резонансном возбуждении системы может быть сведен к локальному выражению, которое содержит лэмбовский сдвиг и радиационное затухание.

Дальнейший расчет может быть выполнен в двух случаях. В первом случае предполагается, что внешний импульс поля имеет узкий спектр и возбуждается резонансное колебание джозефсоновских осцилляторов на половинной частоте. В этом случае мы используем метод усреднения (типа метода Боголюбова-Митропольского) для операторов. Получающийся ответ гласит, что в системе при определенных параметрах может реализоваться квантовое параметрическое деление частоты.

Во втором случае, когда от квантового генератора тока посылается несколько фоковских фотонов, мы используем базис гармонического осциллятора $|n\rangle$, определяемый как обычно выражением $\hat{a}^\dagger \hat{a} |n\rangle = n |n\rangle$. Волновая функция нелинейных осцилляторов раскладывается по этому базису, а получающаяся система уравнений решается численно методом Рунге-Кутты-Мерсона. В этом случае вычислена амплитуда «деления» микроволнового фотона на два скоррелированных фотона.

Работа поддержана грантами РФФИ № 16-07-01012 и 16-57-51045.

Литература

1. P. Jung, A.V. Ustinov, S.M. Anlage, *Supercond. Sci. and Tech.*, **27**,073001(2014).
2. A.M.Zagoskin, D. Felbacq, E.Rousseau, *EPJ Quantum Technology*, **3:2** (2016).
3. G.Kurizki, *et al*, *PNAS*, **112**, 3866(2015).
4. A.Houck, *et al*, *Nature*, **449**,328 (2007); M.Hofheinz, *et al.*, *Nature*, **459**, 546 (2009); C.Eichler, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 240501 (2012).
5. D.N.Klyshko, *Sov. Phys. JETP* **28**, 522 (1969).

Магниторезонансное исследование Bi_2Te_3 , допированного марганцем

В.О. Сахин*, Е.Ф. Куковицкий, Н.Н. Гарифьянов, Ю.И. Таланов, Г.Б. Тейтельбаум

Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, ул. Сибирский Тракт, 10/7, Казань, 420029.

*sahin@kfti.knc.ru

С помощью СКВИД-магнетометрии и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) были изучены кристаллы Bi_2Te_3 с примесью Mn. Угловые и температурные зависимости параметров спектра ЭПР свидетельствуют о наличии ферромагнитного упорядочения Mn, даже при средних концентрациях допанта. Данные, полученные методом ЭПР, согласуются с данными СКВИД-магнетометрии, и демонстрируют большую чувствительность к магнитному состоянию исследуемого образца.

Введение

Изучение топологических изоляторов (ТИ), допированных магнитными ионами, привлекает внимание исследователей по многим причинам. Во-первых, внесение магнитной примеси может привести к нарушению инвариантности относительно обращения времени в ТИ из-за возникновения спиновой поляризации ионов допанта. В этом случае в ТИ реализуется совершенно новый тип поведения квантовой системы [1]. Во-вторых, фазовые переходы в системах с магнитными ионами традиционно являются предметом научного интереса [2]. Важно отметить, что внесённые магнитные ионы являются локальными спиновыми зондами. Исследование их свойств с помощью методов магнитного резонанса – мощный метод контроля локальных свойств системы. Эта возможность реализована в данной работе, где для изучения магнитных свойств Bi_2Te_3 , допированного Mn, применён метод ЭПР.

Характеризация образцов

Исследованные монокристаллы $\text{Bi}_{2-x}\text{Mn}_x\text{Te}_3$ были выращены в кварцевых тиглях методом медленного охлаждения расплава в градиенте температур. Концентрация Mn составила $x=0.05$. Полученные кристаллы легко расщепляются вдоль плоскости ab . Характерные размеры исследованных образцов – $5 \times 2 \times 0.1$ мм³. Состав изготовленных образцов был проверен с помощью рентгеновской дифракции (XRD) и энерго-дисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX).

Температурная зависимость ρ в образцах без примеси имеет металлический характер. Как известно, кристаллы Bi_2Te_3 обладают высокой проводимостью

из-за большого числа структурных дефектов, таких как вакансии Bi [3]. Внедрение примеси позволило компенсировать недостатки структуры и увеличить сопротивление образца.

Намагниченность образцов была измерена с помощью установки СКВИД собственного изготовления в магнитном поле величиной порядка 1кЭ в плоскости, параллельной ab . При температурах выше 15К температурная зависимость обратной восприимчивости χ^{-1} линейна, χ может быть описана законом Кюри-Вейсса (см. Рисунок 1).

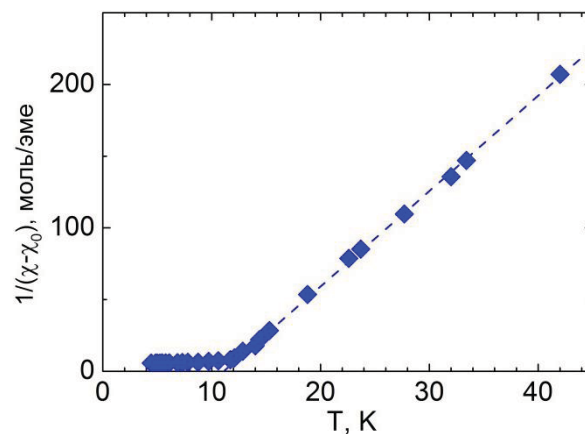


Рис. 1. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости $\text{Bi}_{1.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Te}_3$

При температурах ниже 15К зависимость χ^{-1} отклоняется от прямой линии, что свидетельствует о появлении ферромагнитного упорядочения. Была определена $T_C=11.8$ К.

Данные ЭПР и обсуждение

На Рисунок 2 показан сигнал ЭПР $\text{Bi}_{1.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Te}_3$. Он состоит из двух линий, обозначенных как сигнал «1» и сигнал «2».

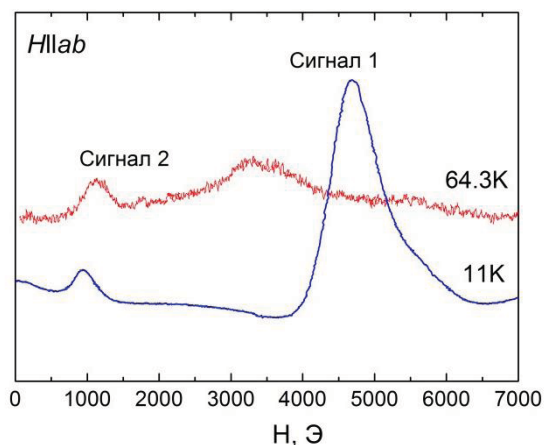


Рис. 2. Спектры ЭПР $\text{Bi}_{1.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Te}_3$, при различных температурах

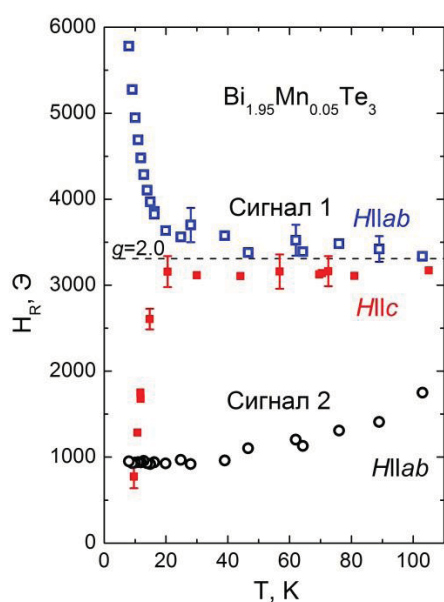


Рис. 3. Температурные зависимости положения сигналов «1» и «2» при различных ориентациях внешнего магнитного поля

При высоких температурах сигнал «1» находится в полях, соответствующих g -фактору 2 (см. Рисунок 3). При приближении температуры к 10К сигнал резко сдвигается. Направление сдвига зависит от ориентации внешнего магнитного поля: сигнал резко смещается в сторону высоких полей при внешнем магнитном поле в плоскости образца, H_{llab} , либо в сторону низких полей при H_{llc} . При этом размагничивающее поле парамагнетика слишком мало, чтобы объяснить такой сдвиг. Его величина, оценённая по данным СКВИДа составляет ~ 100 Э при низких температурах.

При сравнении температурной зависимости обратной интегральной интенсивности сигнала «1» с данными СКВИДа видно сходство – особенность при $T \sim 15\text{K}$. Это свидетельствует о том, что они соответствуют одним и тем же ионам Mn, которые испытывают ферромагнитное упорядочения с $T_c = 11.8\text{K}$. Из данных угловой зависимости положения сигнала «1» можно определить, что он соответствует магнетику типа «лёгкая плоскость».

Таким образом, сдвиг положения сигнала при понижении температуры объясняется возникновением флуктуирующих ферромагнитных областей при $T > T_c$. Они проявляют себя на спектре ЭПР как дополнительное поле анизотропии, которое сдвигает сигнал в высокие или низкие поля в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля.

При H_{llab} сигнал «2» расположен в более низких полях, чем сигнал «1» ($\sim 1-2\text{kЭ}$). Температурная зависимость сигнала «2» говорит о том, что ферромагнитное упорядочение произошло при $T > 100\text{K}$. Это подтверждает и угловая зависимость: она практически не изменяется в диапазоне температур $T < 100\text{K}$. Исходя из этого, можно сделать вывод, что вклад в сигнал «2» вносят другие ионы Mn, нежели в сигнал «1», некая побочная фаза. Из соотношения интенсивностей линий спектра ЭПР можно оценить, что эта фаза занимает менее 1% объема. Побочная фаза может возникнуть из-за ограниченного растворения ионов Mn в Bi_2Te_3 . В качестве такой фазы могут выступать кластеры MnBi с $T_c = 630\text{K}$.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта №15-42-02477.

Литература

1. J. Ando // J. Phys. Soc. Japan V. 82, 102001 (2013)
2. T. Dietl, H. Ohno // Rev. Mod. Phys. V. 86, 187 (2014)
3. C.H. Champness, A.L. Kiplind, Can. // J. Phys. V. 44, 769 (1966)

Неоднородная высокотемпературная сверхпроводимость FeSe при нормальном давлении

А.А. Синченко^{1,*}, П.Д. Григорьев², А.П. Орлов¹, А.В. Фролов¹, Д.А. Чареев³,
О.С. Волкова⁴, А.Н. Васильев⁴

1 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009.

2 Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, 142432.

3 Институт экспериментальной минералогии РАН, Черноголовка, 142432.

4 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

*sinchenko@cplire.ru

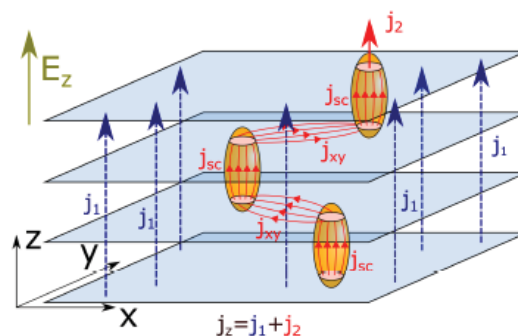
Проведены измерения анизотропии электронных транспортных свойств монокристаллов FeSe. Обнаружено существование неоднородной высокотемпературной сверхпроводимости в виде изолированных сверхпроводящих включений при нормальном давлении с критической температурой в 5 раз превышающей T_c соответствующую нулевому сопротивлению массивных образцов. Экспериментально и теоретически показано, что появление изолированных сверхпроводящих включений в анизотропных материалах приводит к анизотропному уменьшению электросопротивления с максимальным эффектом в направлении оси, соответствующей минимальной проводимости.

Введение

Сверхпроводимость в наиболее перспективных соединениях, таких как медно-оксидных или железосодержащих соединениях, как правило, проявляется при наличии нестехиометрии химического состава или легирования [1]. Вопрос о том, является ли пространственная неоднородность сопутствующим или определяющим фактором для реализации высокотемпературной сверхпроводимости активно обсуждается в настоящее время. Сверхпроводимость в высокотемпературных сверхпроводниках возможно первоначально возникает в виде небольших изолированных сверхпроводящих островков, которые становятся соединенными и когерентными при понижении температуры или при изменении других параметров, таких как легирование или давление. Существенную роль в образовании неоднородной сверхпроводимости может играть наличие других, несверхпроводящих упорядоченных электронных состояний, таких как волны спиновой (зарядовой) плотности. Примером проявления данных эффектов является наблюдение неоднородной анизотропной сверхпроводимости в органических соединениях [2]. В настоящей работе неоднородная высокотемпературная сверхпроводимость обнаружена в монокристаллах FeSe при нормальном давлении.

Теоретическая модель

В слоистом проводнике, каковыми являются практически все высокотемпературные сверхпроводники, с параметром анизотропии $\eta = \sigma_{zz}/\sigma_{xx} \ll 1$, содержащем изолированные сверхпроводящие включения с объемной долей $\varphi \ll 1$ существуют два канала межслоевого электронного транспорта: $j_z = j_1 + j_2$ (Рис.1). Соответственно, проводимость поперек слоев $\sigma_{zz}^{\text{tot}} = \sigma_{zz}^{(1)} + \sigma_{zz}^{(2)}$.



Ри. 1. Иллюстрация двух каналов протекания межслоевого тока в слоистом проводнике со сверхпроводящими включениями

Первый канал (j_1) есть однородный ток строго в направлении электрического поля. Наличие редких сверхпроводящих включений незначительно увеличивают проводимость данного канала пропорционально их объемной доли и $\sigma_{zz}^{(1)} \sim \eta \sigma_{xx}$. Второй канал соответствует протеканию тока через сверх-

проводящие включения. В отличие от тока вдоль направления электрического поля, ток j_2 от одного сверхпроводящего включения протекает вдоль высокопроводящих слоев пока не достигнет следующего включения, через которое переходит в соседний слой. В этом случае нормальный межслоевой ток отсутствует. Однако длина протекания вдоль слоев возрастает обратно пропорционально объемной доли включений и $\sigma_{zz}^{(2)} \sim \phi \sigma_{xx}$. Отношение ϕ/η определяет какой канал дает основной вклад в проводимость. Используя приближение Максвелла для включений сферической формы для проводимости поперек слоев получено:

$$\sigma_{zz} \approx \sigma_{xx} \left(\frac{\eta}{1-\phi} \div \frac{\phi}{\ln(2/\sqrt{\eta})-1} \right) \quad (\Phi 1)$$

Результаты и обсуждение

Методом травления фокусированным ионным пучком [3] монокристаллов FeSe приготовлены мостиковые структуры, ориентированные в как в плоскости слоев (Рис.2 а), так и перпендикулярно слоям (Рис.2 б).

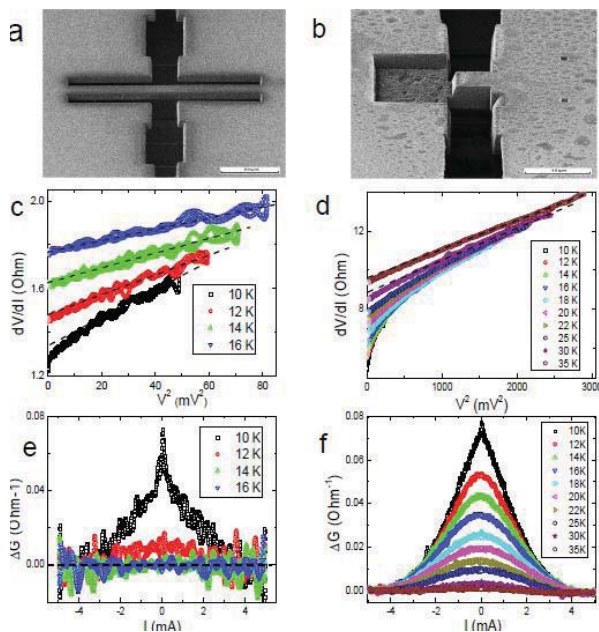


Рис. 2. Изображения мостиковых структур в плоскости слоев (а) и перпендикулярно слоям (б); зависимости $dR/dV(V^2)$ при различных температурах выше T_c в плоскости слоев (с) и перпендикулярно слоям (д); избыточная проводимость при различных T в плоскости слоев (е) и перпендикулярно слоям (ф)

Проведены измерения температурных зависимостей сопротивления. Определена анизотропия проводимости и ее температурная зависимость. Обна-

ружено резкое возрастание скорости роста анизотропии при температуре ниже структурного перехода, и достигающей ~ 500 при $T \approx 12-15$ К.

Наиболее важный результат получен при измерении ВАХ структур при $T > T_c$. Для нормального металла с линейной зависимостью $R(T)$, в следствии джоулева нагрева, должна наблюдаться линейная зависимость $dR/dV(V^2)$. Отклонение от данной зависимости в окрестности сверхпроводящего перехода определяется сверхпроводящими флуктуациям и проявляется в виде избыточной проводимости. Для структур, ориентированных в плоскости слоев данный эффект наблюдался в узкой области температур ($\Delta T < 2$ К) выше T_c (Рис.2 с,е). Аналогичные измерения для мостиковых структур, ориентированных перпендикулярно слоям показали присутствие избыточной проводимости до температур ~ 40 К (Рис.2 d,ф), что проблематично объяснить флуктуационными эффектами и может указывать на присутствие локальных сверхпроводящих включений с $T_c \sim 40$ К. Отметим, что данная температура соответствует критической температуре сверхпроводящего перехода в FeSe, наблюдаемой при высоком давлении [4]. Наличие изолированных сверхпроводящих включений с $T_c \sim 40$ К было подтверждено результатами измерений магнитной восприимчивости монокристаллов FeSe. Оценки объемной доли сверхпроводящих включений по формуле (ф1), и составляющие $\sim 10^{-3}$ при $T = 15$ К, полученные по результатам транспортных измерений находятся в хорошем согласии с аналогичными оценками, полученными в результате магнитных экспериментов.

Таки образом, на примере FeSe показано, что если сверхпроводимость возникает в виде изолированных сверхпроводящих включений, то это приводит к анизотропному уменьшению электросопротивления с максимальным эффектом в направлении оси, соответствующей минимальной проводимости.

Литература

1. В. Keimer, S. A. Kivelson, M. R. Norman, S. Uchida, and J. Zaanen, // Nature 518, 179 (2015).
2. Ya. A. Gerasimenko, et al, // Phys.Rev.B 89, 054518 (2014).
3. Yu.I. Latyshev, P. Monceau, A.A. Sinchenko, et al, // J. Phys. A: Math. Gen. 36, 9323 (2003).
4. S. Medvedev, T. M. McQueen, I. A. Troyan, et al, // Nature Materials 8, 630 (2009).

Поглощение микроволн кристаллами ВТСП в псевдощелевом состоянии

Ю.И. Таланов^{1,*}, И.И. Гимазов¹, В.О. Сахин¹, Т. Adachi², Т. Noji³, Y. Koike³

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

² Department of Engineering and Applied Sciences, Sophia University, 7-1 Kioi-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 102-8554, Japan.

³ Department of Applied Physics, Tohoku University, 6-6-05 Aoba, Aramaki, Sendai 980-8579, Japan.

* talanov@kfti.knc.ru

Исследовано поглощение микроволнового поля ВТСП кристаллами $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$ в псевдощелевом состоянии. Изучено влияние сверхпроводящих флуктуаций на микроволновое поглощение. Определены границы флуктуационной области на фазовой диаграмме. Обсуждается корреляция между шириной этой области и границей псевдощелевого состояния.

Несмотря на многочисленные работы по изучению псевдощелевого состояния его природа остается неясной и неоднозначной. На фазовой диаграмме «Температура – плотность носителей» ($T-p$) есть широкая полоса состояния с ярко выраженными сверхпроводящими флуктуациями (СПФ). Верхняя граница этого состояния определялась разными экспериментальными методами, которые можно разделить на транспортные (эффект Нернста [1]) и спектроскопические (ARPES [2], туннельная спектроскопия [3]). Эти методы дают качественно разные результаты. Спектроскопические данные обнаруживают тенденцию к сужению полосы СПФ при увеличении плотности дырок p с полным схлопыванием в передопированной области. Также ведет себя и граница псевдощелевой фазы $T^*(p)$ [2]. Результаты транспортных измерений дают существенно другую картину. А именно, точки верхней границы области СПФ $T_f(p)$ удалены от $T_c(p)$ примерно на одинаковый интервал температур вне зависимости от плотности дырок. Таким образом, вопросы о протяженности флуктуационной области на разных участках фазовой диаграммы и о ее отношении к псевдощелевому состоянию остаются открытыми и требуют привлечения новых способов исследования.

Здесь представлены результаты измерений нерезонансного микроволнового поглощения (МВП), выполненных с помощью спектрометра ЭПР X-диапазона на кристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$ с разной концентрацией носителей тока (дырок). Преимущество данного метода заключается в высокой чувствительности к магнитным и электронным возбуждениям. Кроме того, измерения на вы-

сокой частоте ($\sim 10^{10}$ Гц) позволяют обнаружить объекты с малыми временами жизни и сделать их оценку. Мы анализируем данные МВП вместе с результатами измерений сопротивления и магнитной восприимчивости. Такой подход позволяет нам определить границы области СПФ, построить их на фазовой диаграмме, найти корреляции между флуктуациями и псевдощелевым состоянием.

Результаты и обсуждение

Регистрация сигнала МВП осуществлялась при понижении температуры в фиксированном магнитном поле малой величины (5 Э), направленном перпендикулярно плоскости ab образца. Для примера на Рисунке 1 приведены результаты измерений, выполненных на оптимально-допированном образце, вместе с данными по сопротивлению и восприимчивости этого образца. Амплитуда сигнала МВП слабо уменьшается с понижением температуры до значений, близких к сверхпроводящему переходу. Изменение сопротивления $R(T)$ при этом имеет металлический характер (Рис.1b), а восприимчивость $\chi=0$ и не меняется (Рис.1c). Схожесть поведения МВП и сопротивления объясняется тем, что поглощение микроволн связано с резистивными потерями. Оно происходит только в объеме скин-слоя, толщина которого определяется сопротивлением материала, поэтому поглощаемая мощность пропорциональна $\rho^{1/2}$. Ниже критической температуры сопротивление падает до 0, а МВП – до малой величины, которое определяется наличием вихрей в сверхпроводящем состоянии.

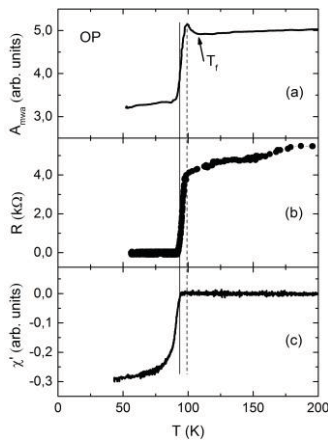


Рис. 1. Температурная зависимость амплитуды МВП (а) сопротивления (b) и магнитной восприимчивости (с) оптимально-допированного кристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$

Важной особенностью температурной зависимости МВП, которая отличает ее от $R(T)$, является наличие резкого максимума вблизи T_c со стороны высоких температур. Природа этого пика обсуждается в работе [4]. В соответствии с предложенной моделью его возникновение обусловлено сверхпроводящими флуктуациями, которые появляются в материале при приближении к T_c . Такой пик наблюдается во всех недодопированных образцах, но отсутствует в передопированных.

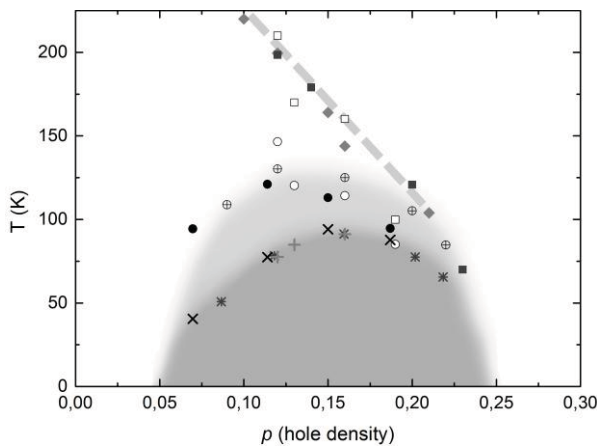


Рис. 2. Фазовая диаграмма $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Точки границы сверхпроводящей фазы отмечены крестами (x – наши данные, + – [2]) и звездочками [1]. Граница области СПФ показана черными кружками (МВП, наши данные), кружками с крестами (эффект Нернста [1]), белыми кружками (ARPES [2]). Граница псевдощелевого состояния обозначена толстой пунктирной линией, проведенной по точкам, полученным измерениями сопротивления [5], ARPES [2] и туннельной спектроскопии [6]

С изменением плотности дырок меняется и температура возникновения СПФ $T_f(p)$, отмеченная на Рис.1а стрелкой. Ход этой зависимости можно проследить на фазовой диаграмме (Рис.2). Здесь же проводится сравнение с результатами измерений $T_f(p)$ другими методами и с границами сверхпроводящей $T_c(p)$ и псевдощелевой $T^*(p)$ фаз. На диаграмме сверхпроводящая область отмечена тёмно-серым цветом, область СПФ – светло-серым оттенком. В соответствие с результатами наших измерений МВП, а также с данным ARPES [2] и туннельной спектроскопии [3], флуктуационная область сужается с увеличением концентрации дырок. Область псевдощелевого состояния ведет себя аналогичным образом. Это позволяет предположить, что между ними существует взаимосвязь. Результаты измерений МВП в образцах пниктида железа $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ (здесь не показаны) подтверждают это предположение. Известно, в соединениях этого класса ВТСП псевдощелевая фаза отсутствует (или слабо выражена) [7]. Пик МВП, связанный с СПФ, на таких образцах не наблюдается.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН 1.26П.

Литература

1. Y. Wang, L. Li, N.P. Ong // *Physical Review B*, V.73, 024510 (2006).
2. W. Zhang, C. L. Smallwood, C. Jozwiak, et al. // *Physical Review B* V.88, 245132 (2013).
3. K. K. Gomes, A. N. Pasupathy, A. Pushp, et al. // *Nature*, V.447, 569 (2007).
4. M. S. Grbić, N. Barišić, A. Dulčić et al. // *Physical Review B*, V. 80, 094511 (2009).
5. M. Oda, K. Hoya, R. Kubota, et al. // *Physica C* V. 281, 135 (1997).
6. L. Ozyuzer, J. F. Zasadzinski, K. E. Gray, et al. // *Europhys. Lett.* V.58, 589 (2002).
7. A. A. Kordyuk // *Low Temp. Phys.* V.38, 888 (2012).

Медленная релаксация горячих электронов в легированных бором пленках алмаза

Н.А. Титова^{1*}, А.И. Кардакова¹, Н.А. Товпеко¹, С.А. Рябчун¹, С. Мандал², Д.М. Клеменсик², Д. Морозов², Ш.Р. Гиблин², О.А. Виллиамс², Г.Н. Гольцман¹, Т.М. Клапвик^{1,3}

¹ Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва, 119435.

² Школа физики и астрономии, Кардиффский университет, Кардифф, Великобритания.

³ Технологический Университет Делфта, Делфт, Нидерланды.

*titovana@mail.ru

Мы исследовали времена энергетической релаксации неравновесных носителей заряда в легированных бором пленках алмаза, выращенных на подложках кремния (Si) и оксида кремния (SiO₂). Измерения показали, что время релаксации меняется от 160 нс при T = 2.7 K до 410 нс при T = 1.8 K для пленок, выращенных на подложке кремния, и от 70 нс при T = 3.8 K до 612 нс при T = 1.8 K для пленок, выращенных на подложке оксида кремния. Температурная зависимость времени релаксации ($\tau_{e-ph} \sim T^p$) имеет вид T⁻² для пленок на подложке Si, и T^{-2.6} для пленок на подложке SiO₂. Дальнейшие исследования времени релаксации в поликристаллических пленках, выращенных на подложке SiO₂, показали, что с уменьшением толщины пленки параметр p изменяется от 2.65 до 3.54.

Введение

Тонкая сверхпроводниковая пленка на диэлектрической подложке является ключевым элементом в некоторых типах сверхпроводниковых детекторов, таких как болометры на горячих электронах[1], детекторы на кинетической индуктивности[2], счетчики одиночных фотонов[3]. Эффективность таких устройств определяется свойствами сверхпроводникового материала, и в частности свойствами, определяющими энергетическую релаксацию в материале, такими как процессы электрон-фононного рассеяния.

Исследование электрон-фононного рассеяния в неупорядоченных металлических пленках осложнено отсутствием точных сведений об особенностях беспорядка и фононном спектре в тонких пленках, поэтому необходимо исследовать объекты, свойства которых максимально удовлетворяют теоретическим допущениям. В качестве такого объекта могут быть выбраны сверхпроводниковые легированные бором пленки алмаза [4].

Наши первоначальные исследования процессов энергетической релаксации в монокристаллических легированных бором пленках алмаза, выращенных эпитаксиально на алмазных подложках, показали, что релаксация энергии между электронной и фононной подсистемой в данном материале происходит очень медленно. Экспериментальное время релаксации меняется от 400 нс при 2 K до 700 нс при 1.7 K, что соответствует T⁻² температурной зависимости[4]. Предполагается, что наблюдаемая

зависимость может быть связана с влиянием на процесс электрон-фононного взаимодействия рассеяния носителей на примесных атомах.

Интерес также представляют гетероэпитаксиальные пленки алмаза, выращенные на подложках других материалов (Si и SiO₂). Такая технология дает возможность получения пленок на подложках больших размеров, что перспективно для их практического использования. В данной работе мы представляем результаты исследования процессов энергетической релаксации в легированных бором пленках алмаза, как материала, перспективного для создания чувствительных сверхпроводниковых детекторов.

Методика эксперимента

Для определения времени релаксации энергии мы используем метод, основанный на амплитудно-модулированном поглощении суб-ТГц излучения (AMAR-метод). Детальное описание и условия его применимости приводятся в работе [4]. Сверхпроводящая пленка находится при температуре соответствующей середине сверхпроводящего перехода, смещена малым постоянным током и облучается амплитудно-модулированным излучением суб-ТГц диапазона. Поглощение мощности падающего излучения приводит к увеличению температуры электронов и, следовательно, к увеличению сопротивления образца, приводящего к возникновению напряжения. Амплитуда сигнала напряжения $\delta U(f)$ характеризуется частотной зависимостью, которая

используется в качестве индикатора времени отклика, связанного с временем энергетической релаксации. При упрощенном описании время релаксации τ может быть определено по 3 дБ спаду частотной зависимости амплитуды сигнала:

$$\delta U(f_m) = \delta U(0) \left(1 + \frac{f_m^2}{f_{3dB}^2} \right)^{-1/2}, \quad (1)$$

где $\delta U(0)$ — амплитуда сигнала при низкой частоте и $f_{3dB} = 1/(2\pi\tau)$ — частота 3 дБ спада амплитуды сигнала. Отклик по напряжению $\delta U(f_m)$ и по частоте f_m измеряется с помощью анализатора спектра. В качестве источника излучения используется лампа обратной волны (ЛОВ) с частотой 300 ГГц. Амплитудная модуляция частоты производится в диапазоне от 10 до 6000 кГц. Для определения температурной зависимости времени релаксации мы используем перпендикулярное магнитное поле, что обеспечивает рабочую точку на сверхпроводящем переходе при температурах ниже T_c .

Результаты эксперимента

Легированные бором пленки алмаза, выращенные на подложках кремния и оксида кремния, имеют нанокристаллическую структуру с характерными размерами зерен $\sim 100 - 150$ нм. Мы исследовали нанокристаллическую алмазную пленку толщиной 520 нм, выращенную на Si подложке при температуре нагрева 900°C с молярным отношением В:С 0,6 % в газовой фазе, и пленку толщиной 300 нм, выращенную на SiO_2 подложке при температуре подложки 775°C с молярной отношением В:С 1,28 % в газовой фазе. Используя метод измерений, описанный выше, мы обнаружили, что время релаксации меняется от 160 нс при $T = 2.7$ К до 410 нс при $T = 1.8$ К для пленок на Si подложке и от 70 нс при $T = 3.8$ К до 612 нс при $T = 1.8$ К для пленок на SiO_2 . Хотя наблюдаемые времена релаксации находятся в одном диапазоне, температурная зависимость времени релаксации несколько отличается: для Si наблюдается T^{-2} , для $\text{SiO}_2 - T^{-2.6}$. Стоит отметить, что экспериментальные результаты, полученные для нанокристаллических пленок алмаза, выращенных на Si, совпадают с результатами, полученными для монокристаллических пленок, выращенных на алмазе.

Дальнейшие экспериментальные исследования времени релаксации в поликристаллических легированных бором пленках алмаза, выращенных на

подложках SiO_2 , показали, что с уменьшением толщины пленки параметр p ($\tau_{e-ph} \sim T^p$) изменяется от 2.65 до 3.54 (см. рисунок 1). Проявление этого эффекта может быть связано с изменением размера зерна в пленках алмаза с изменением толщины. Также в данном случае остается открытым вопрос о влиянии материала подложки на электрон-фононное взаимодействие в материале, поэтому мы планируем провести серию сравнительных измерений для пленок алмаза разной толщины, выращенных на Si подложке.

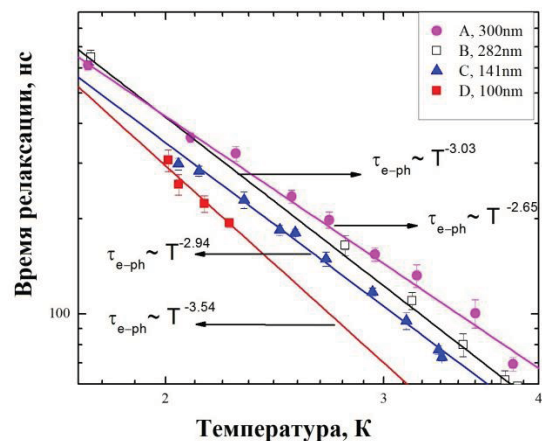


Рис. 1. Зависимость времени релаксации от температуры для легированных бором алмазных пленок, выращенных на подложке SiO_2 , с разными толщинами

Заключение

Мы исследовали нанокристаллические легированные бором пленки алмаза, выращенные на подложках кремния и оксида кремния. Медленное время энергетической релаксации в сочетании с высоким сопротивлением в нормальном состоянии указывает на перспективное использование сверхпроводящего алмаза в сверхчувствительных сверхпроводниковых болометрах и детекторах на кинетической индуктивности.

Литература

1. E.M. Gershenson, et al. // Sov. Phys. Supercond, Vol. 3, p. 1582, (1990).
2. P.K. Day, H.G. Leduc, et al. // Nature, Vol. 425, pp. 817 - 821, (2003).
3. G.N. Gol'tsman, et al. // Appl. Phys. Lett., Vol. 79, pp. 705 - 707, (2001).
4. A. Kardakova, et al. // Phys. Rev. B 93, 064506, (2016).

Сверхтекучесть холодных фермионов с р-спариванием

А.К. Федоров^{1,2}, С.И. Матвеев^{2,3}, В.И. Юдсон^{4,1*}, Г.В. Шляпников^{1,2,5,6}

1 Российский Квантовый Центр, ул. Новая, 100, Сколково, Московская обл. 143025.

2 LPTMS, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay, Orsay, 91405, France.

3 Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау, РАН, Москва, 119334.

4 НИУ Высшая школа экономики, ул. Мясницкая, д. 20, г. Москва, 101000.

5 Van der Waals-Zeeman Institute, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098 XH Amsterdam, The Netherlands.

6 Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China.

*v.yudson@gmail.com

Исследуется возможность формирования сверхтекучей фазы идентичных холодных фермионов в квазидвумерной геометрии. Изучается влияние двумерной оптической решетки на эффективность р-волнового спаривания.

Введение

Имеется значительный интерес к сверхпроводимости (сверхтекучести) идентичных фермионов в двумерных системах (см., напр., обзор [1]). Спаривание идентичных фермионов возможно только с нечетным орбитальным моментом, в простейшем случае с моментом $l = 1$ (симметрия $p_x + ip_y$). С центрами квантовых вихрей в подобных сверхтекучих системах связывают т.н. нулевые моды (Майорановские фермионы, см. обзор [2]). Привлекательной является надежда реализации такой сверхтекучей фазы в сверхчистых и в высокой степени контролируемых системах ультра-холодных атомов (молекул) в оптических ловушках. Проблема, однако, в том, что вблизи резонанса Фешбаха система является нестабильной по отношению к столкновительным реакциям, а вдали от резонанса спаривательное взаимодействие слишком слабо, так что температура перехода в сверхтекучее состояние исчезающе мала.

Мы исследуем вопрос о том, как скажется на этой температуре наложение на систему двумерного (в плоскости конфайнмента) периодического потенциала, создаваемого дополнительными лазерными полями. Известно, что для фермионов со спиновыми степенями свободы наличие решетки может значительно улучшить условия - увеличить температуру T_c перехода в сверхтекучую фазу. Действительно, (качественная) оценка для температуры перехода, обусловленного спариванием в канале с орбитальным моментом l имеет вид:

$$T_c \propto E_F \exp \left[- \frac{1}{\rho(k_F) |f_l(k_F)|} \right],$$

где $\rho(k_F)$ это плотность состояний на поверхности Ферми радиусом k_F ; $f_l(k_F)$ - амплитуда рассеяния в l канале. При прочих равных, вызванное решеткой увеличение плотности состояний увеличивает T_c .

Однако, для идентичных (бесспиновых) фермионов ситуация менее однозначна и ответ оказывается зависящим от характера спаривательного взаимодействия. Связано это с тем, что, с одной стороны, достаточно глубокая решетка приводит к увеличению эффективной плотности состояний на поверхности Ферми (и это способствует переходу в сверхтекучую фазу), а с другой стороны, наличие решетки может изменить амплитуду рассеяния идентичных фермионов. Так, например, в случае короткого радиуса взаимодействия, глубокая решетка приводит к уменьшению амплитуды рассеяния идентичных фермионов (что препятствует сверхтекучему переходу). Подобная ситуация радикально отлична от имеющей место для системы фермионов со спином и спариванием s-типа, где решетка увеличивает амплитуду рассеяния при контактном взаимодействии (т.е., оба эффекта действуют в одну сторону). Однако, ситуация радикально меняется для фермионов с дальнедействующим взаимодействием.

Спаривание идентичных фермионов с дальним действием

В качестве таких фермионов мы рассматриваем полярные фермионные молекулы [3-5]. Известно, что возбуждение внешним микроволновым излучением индуцирует дипольные моменты и приводит к медленно спадающему диполь-дипольному закону взаимодействия $\sim d^2/r^3$ (где d индуцированный дипольный момент) таких молекул. Как следствие, амплитуда рассеяния идентичных фермионных молекул определяется расстояниями, которые могут быть больше периода решетки. Благодаря этому, эффект подавления амплитуды рассеяния отсутствует, и эффект увеличения плотности состояний в решетке приводит к повышению температуры перехода. Эта температура определяется выражением

$$T_c \cong E_F \kappa (k_F r_{eff}^*)^{-9\pi^2/64} \exp[-3\pi/(4k_F r^*)],$$

где $r^* = m_*^2 d^2 / \hbar^2$, а κ - коэффициент, зависящий от $k_F r^*$ [4, 6]. Оценка этого выражения для газа полярных молекул Na-Li с двумерной плотностью, отвечающей величине $k_F b = 0.35$ (b — период решетки ~ 200 нм), и при значении параметра $r^*/b = 3$ дает величину порядка нК. Эта малая, но уже приближающаяся к достижимым значениям температура может быть значительно увеличена в субволновых решетках — с периодом меньшим длины волны видимого диапазона. Так, например, в решетке с периодом 50 нм критическая температура может быть уже порядка десятка нК.

Другой интересной физической системой полярных фермионных молекул является двухслойная система, где диполи ориентированы перпендикулярно плоскости слоев, при этом диполи в разных слоях ориентированы в противоположных направлениях. Диполи внутри слоя отталкиваются друг от друга, в диполями и может быть притягательным. Преимущественный тип спаривания диполей слоев

определяется параметром $k_F L$. В определенной области значений этого параметра также может быть реализовано р-волновое спаривание с переходом в сверхтекучую фазу.

Возвращаясь к идентичным фермионам с коротким действием, следует отметить, что вывод о том, что двумерная решетка препятствует спариванию фермионов, был сделан для случая глубокой решетки, когда проигрыш от уменьшения амплитуды рассеяния параметрически больше, чем выигрыш от увеличения плотности состояний. Остается неисследованным промежуточный случай не слишком глубоких решеток с неизвестным результатом конкуренции двух противоборствующих эффектов. Можно ожидать, что ответ на этот вопрос не универсален и зависит, в том числе, от геометрии решетки. Результаты анализа одной из таких решеток, позволяющей получить аналитические результаты в промежуточной области, будут опубликованы в отдельной работе [7].

Литература

1. V. Gurarie, L. Radzihovsky // *Ann. Phys.* 322, 2 (2007).
2. A. Stern // *Ann. Phys.* 323, 204 (2008).
3. A. Micheli, G. Pupillo, H. P. Buechler, P. Zoller // *Phys. Rev. A* 76, 043604 (2007).
4. N. R. Cooper, G. V. Shlyapnikov // *Phys. Rev. Lett.* 103, 155302 (2009).
5. J. Levinsen, N. R. Cooper, G. V. Shlyapnikov // *Phys. Rev. A* 84, 013603 (2011).
6. A. K. Fedorov, S. I. Matveenko, V. I. Yudson, and G. V. Shlyapnikov // *Sci. Rep.* 6, 27448 (2016).
7. A. K. Fedorov, V. I. Yudson, G. V. Shlyapnikov // to be published.

Многоповоротная геометрия сверхпроводникового однофотонного детектора

И.Н. Флоря^{1*}, Ю.П. Корнеева^{1, 2, §}, М.А. Мошкова¹, А.А. Корнеев¹, Г.Н. Гольцман^{1, 3}

¹ Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва, 199991.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

³ НИУ ВШЭ, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000

*girusy@mail.ru, § korneeva_yuliya@mail.ru

Мы представляем исследование вклада поворотов сверхпроводящей полоски в фотоотклик сверхпроводникового однофотонного детектора. В таких «многоповоротных» структурах мы продемонстрировали уменьшение квантовой эффективности и увеличение джиттера.

Введение

Принцип работы сверхпроводникового однофотонного детектора в виде узкой токнесущей полоски (SSPD) основан на возникновении области с подавленной сверхпроводимостью при поглощении кванта света [1]. Однако, исследования традиционно используемой топологии детектора в виде меандра [2] показали, что повороты ограничивают максимально достижимый критический ток [3-6] за счет достижения плотности тока распаривания вблизи угла поворота при меньшем токе смещения, чем в прямой полоске. Эффект увеличения плотности тока на внутренних углах поворота приводит к понижению энергетического барьера для входа магнитного вихря в сверхпроводниковую полоску и, следовательно, возникновению темнового отсчета [7, 8]. Кроме того в работе [9] было показано, что амплитуда импульса напряжения зависит от места в меандре, где поглотился фотон. Исследования влияния геометрии были проведены на детекторах в форме круглой и квадратной спиралей с применением внешнего магнитного поля: в работе [10] было показано, что сгущение линий тока в изгибах не только ограничивает критический ток, но и перераспределяет локальные вероятности возникновения темновых и световых отсчетов.

В настоящей работе мы исследовали вклад поворотов в фотоотклик SSPD.

Эксперимент

В работе исследовались сверхпроводниковые однофотонные детекторы в виде длинной узкой полоски с большим количеством поворотов на 90°,

уложенной в форме меандра (Рисунок 1) в сравнении с традиционным меандром. Детекторы разных топологий были изготовлены на одной пластине из одной и той же пленки, ширина полоски одинаковая 85 нм, шаг 200 нм, толщина NbN пленки 5.2 нм, активная площадь 5x5 мкм².

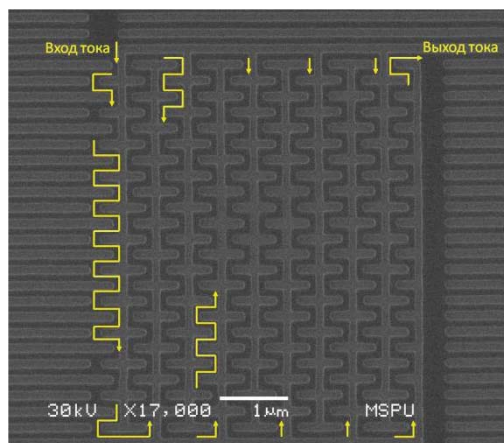


Рис. 1. Микроснимок сверхпроводникового однофотонного детектора на основе полоски с большим количеством поворотов на 90°, уложенной в форме меандра. Стрелками показано направление тока

Детектор был установлен на держателе в измерительном макете, помещенном в транспортный сосуд Дьюара типа СТГ-40 с жидким гелием. Температура 2 К достигалась откачиванием паров гелия. Чип был соединен с высокочастотной коаксиальной линией, которая соединялась с теплым адаптером смещения. Образец смещался по постоянному току прецизионным источником смещения. Сигнал с образца усиливался каскадом широкополосных усилителей 0,1 – 1000 МГц, с коэффициентом усиления 40 дБ и подавался на осциллограф и счетчик

импульсов. В качестве источников излучения использовались монохроматор МУМ-5 и непрерывно излучающие диоды. Для исследования временного джиттера использовался цифровой осциллограф Tektronix DPO-70404C и импульсный пикосекундный лазер с длиной волны 1550 нм.

Результаты и обсуждение

Для всех изготовленных образцов были измерены при температуре 4.2 К критические токи и квантовые эффективности на длине волны 1260 нм. Для лучших образцов обеих топологий критические токи составили около 12 мкА, при этом лучшие квантовые эффективности обычных меандров составили 15 %, а «многоповоротных» 4 %. На Рисунке 2 представлена гистограмма распределения квантовой эффективности по всем измеренным образцам обеих топологий.

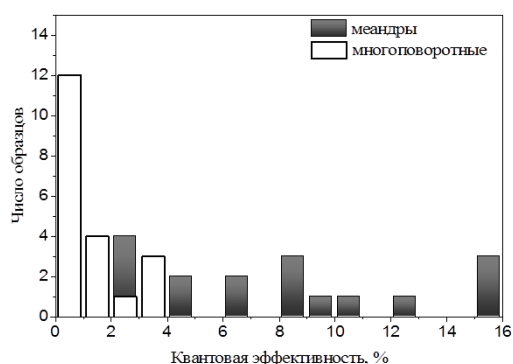


Рис. 2. Гистограмма распределения квантовой эффективности на длине волны 1260 нм для сверхпроводниковых однофотонных детекторов в форме меандра (закрытые столбики) и «многоповоротных» (открытые столбики)

При исследовании джиттера детекторы подбирались таким образом, чтобы амплитуды фотоотчетов, и следовательно отношение сигнал-шум было одинаковым. Измерения проводились при температуре 2 К. Джиттер меандра составил 48.8 пс, «многоповоротного» 52.8 пс, что на 7.5 % больше, чем у меандра (Рисунок 3).

В данной работе мы показали, что наличие в меандре большего числа поворотов приводит к понижению эффективности детектирования и увеличению джиттера, джиттер больше на 7.5 %.

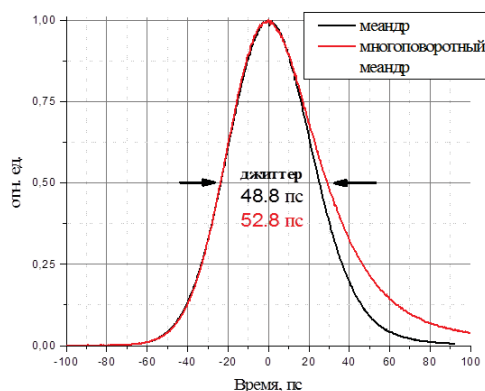


Рис. 3. Джиттер сверхпроводникового однофотонного детектора в форме меандра (черная кривая) и «многоповоротного» (красная кривая)

Благодарности

Автор благодарит А.В. Дивочего, сотрудника компании СКОНТЕЛ, за проведение контрольных измерений джиттера. Работа была поддержана грантом РФФИ 16-19-10633.

Литература

1. A. D. Semenov, G. N. Goltsman, A. A. Korneev // *Physica C*, 351, p. 349-356 (2001).
2. G.N. Goltsman, K. Smirnov, P. Kouminov et.al. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, V. 13, No 2., p. 192-195 (2003).
3. J. R. Clem and K. K. Berggren // *Physical Review B*, V. 84, 174510 (2011).
4. D. Henrich, P. Reichensperger, M. Hofherr, J. M. Meckbach et al. // *Physical Review B*, V. 86, 144504 (2012).
5. H. L. Hortensius, E. F. C. Driessen, T. M. Klapwijk et al. // *Applied Physics Letters*, V. 100, 182602 (2012).
6. M. K. Akhlaghi, H. Atikian, A. Eftekharian et al. // *Optics Express*, V. 20, 23610 (2012).
7. L. N. Bulaevskii, M. J. Graf, C. D. Batista et al. // *Physical Review B*, V. 83, 144526 (2011).
8. A. Engel, A. Schilling, K. P'in et al. // *Physical Review B*, V. 86, 140506(R) (2012).
9. A. N. Zotova and D. Y. Vodolazov // *Supercond. Sci. Technol.* 26, 075008 (2013).
10. A. Semenov, I. Charaev, R. Lusche et al. // *Physical Review B*, V. 92, 174518 (2015).

Nonequilibrium effects in hybrid superconducting turnstiles

И.М. Хаймович^{1, 2, *}, А.С. Мельников², М. Таупин^{3, 4}, М. Meschke³, J.P. Pekola³, D.M. Basko⁵, S. Nakamura⁶, Ю.А. Пашкин⁷, V.F. Maisi^{3, 8}, J.T. Peltonen³, Y. Okazaki⁶, S. Kashiwaya⁶, S. Kawabata⁶, A.S. Vasenko⁹, J.-S. Tsai^{10, 11}, N.-H. Kaneko⁶

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

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

3 Low Temperature Laboratory, Department of Applied Physics, Aalto University School of Science, P.O. Box 13500, FI-00076 Aalto, Finland.

4 Текущий адрес: Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, Wiedner Hauptstraße 8-10, 1040 Vienna, Austria.

5 Laboratoire de Physique et Modélisation des Milieux Condensés, Université de Grenoble Alpes and CNRS, 25 rue des Martyrs, 38042 Grenoble, France.

6 National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, 1-1-1 Umezono, Tsukuba, Ibaraki 305-8563, Japan.

7 Department of Physics, Lancaster University, Lancaster LA1 4YB, UK.

8 Center for Quantum Devices, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Universitetsparken 5, 2100 Copenhagen, Denmark.

9 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000.

10 RIKEN Center for Emergent Matter Science, Wako, Saitama 351-0198, Japan.

11 Department of Physics, Tokyo University of Science, Kagurazaka, Tokyo 162-8601, Japan.

*hai@ipmras.ru

In this work we present both new types of single-electronic devices immune to the quasiparticle poisoning and methods of efficient control of excess quasiparticles causing overheating in these single electronic systems, based on the quasiparticle trapping and un-trapping by the magnetic field and/or its interplay with the inverse proximity effect. Most of theoretical predictions have been experimentally verified and the theory is in good agreement with experimental data.

Introduction

Many superconducting micro- and nano-electronic devices operating at low temperatures suffer from the presence of non-equilibrium quasiparticles (QPs). The number of QPs increases rapidly with the increase of operation frequency f above the threshold determined by the relaxation rate τ_{ee}^{-1} or τ_{eph}^{-1} . Slowing down of the relaxation rate at low temperatures conflicts, thus, the performance of modern cryoelectronic devices such as qubit systems, superconducting resonators, turnstiles, and superconducting hybrid electron coolers. The inverse proximity effect reducing the superconducting gap provides another physical way of the formation of the QP traps known to affect the performance of superconducting and hybrid devices.

Main results

Here we present a progress report on a series of works devoted to methods of efficient control of overheating and of the inverse proximity effect in mesoscopic superconductors on an example of a specific type of a single-electron source called a superconducting hybrid turnstile [1]. The operating principle of a turnstile

based on a normal (N) island with superconducting (S) leads is shown in the inset to Рис. 1: varying effective chemical potential of the Coulomb blocked island by applying periodic gate voltage $V_g = V_{g0} + A_g \cos(2\pi ft)$ one can transfer an integer number n of electrons e per period $1/f$ between two bias superconducting leads. The resulting averaged current I has a plateau at nef versus the drive amplitude A_g (see a black solid line in Рис. 1).

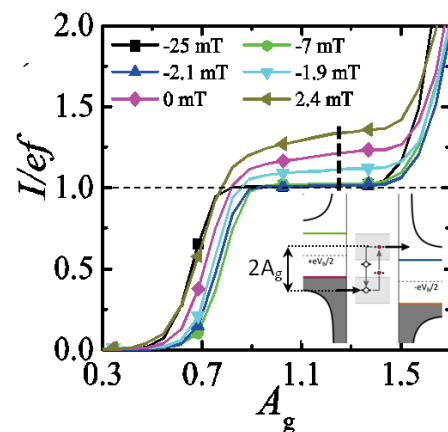


Рис. 1. Current plateau in a NISIN turnstile driven by ac gate with the amplitude A_g for different applied magnetic fields. (inset) Energy diagram illustrating SINIS turnstile operation. The bias voltage and the drive amplitude are shown explicitly

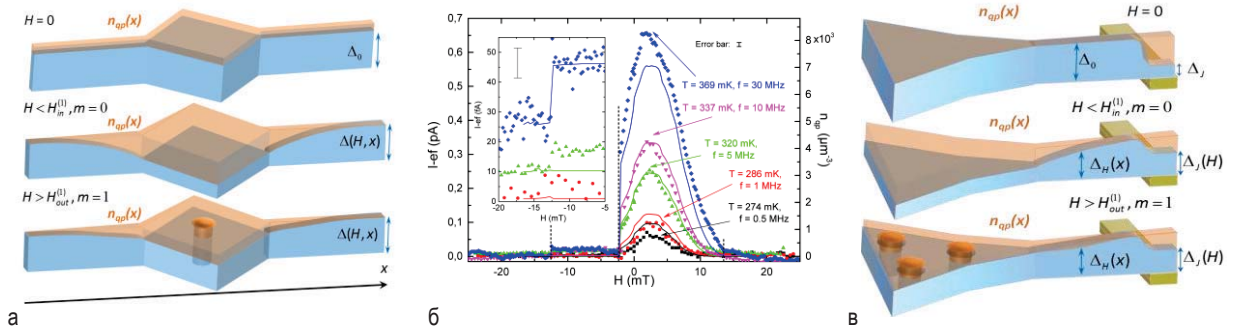


Рис. 2. QP density and gap distribution in (a) a superconducting island [2] and (b) in a superconducting lead [3] of a hybrid turnstile. The gap profile is shown by a height of blue volume, while QP density n_{qp} is shown by orange semitransparent color for different magnetic field applied and vortex configurations formed. (6) Excess turnstile current at a fixed gate amplitude value A_g (shown in Рис. 1) vs magnetic field for different drive frequency values shown in the panel. The quasiparticle density is shown on the right vertical axis

As has been shown in [2] the excess current $\delta I = I - ef$ is mostly controlled by a finite concentration n_{qp} of QPs in superconductors at the hybrid NIS junctions

$$\delta I = C(A_g) \exp[-\Delta_j/T_j] \sqrt{2\pi\Delta_j T_j} / eR_T, \quad (\phi 1)$$

where Δ_j and T_j are the gap and electronic temperature at the junction of resistance R_T , $C(A_g) \sim I$ is the amplitude-dependent prefactor. In the NISIN turnstile the isolation of a superconducting island leads to its strong overheating and to high sensitivity to QP concentration and distribution (see, e.g., dark yellow curve in Рис. 1).

Perpendicular magnetic field forms QP traps based on Abrikosov vortices and regions of Meissner currents with reduced gap (see Рис. 2(a)). By engineering the island geometry one can form QP traps away from junctions, realizing, thus, counterintuitive situation: magnetic field increasing the overall QP number (and reducing coherence) still improves the performance of the device by reducing n_{qp} at the junction (see orange semitransparent volume in Рис. 2(a)). Solution of heat balance equations on the island with electron-phonon collision integral microscopically calculated for finite magnetic fields is in quantitative agreement with experimental data (see the H -dependence of excess current for various drive frequencies f in Рис. 2(б) and Рис. 1).

In the inverted SINIS structure magnetic field has a remarkable effect on the overheating of the leads in the case of junction resistance $R_T \sim R_Q$ of order of the resistance quantum $R_Q = \pi\hbar c/e^2$. As shown in [3] and in Рис. 2(в) in this case on top of the reduction of the QP concentration at the junctions by forming remote traps in the leads magnetic field also affects the inverse proximity effect in the NIS overlapping region and enhance the superconducting gap $\Delta_j(H)$ in that region.

To avoid overheating effects related to a finite QP density in [4] an alternative approach of using a single-

level normal metal island in SINIS turnstile of nanometer size was experimentally used. In this case the QP-mediated excess current Eq. ($\phi 1$) is reduced significantly making the device immune to a finite n_{qp} values.

On top of the overheating effects in superconductors the SINIS structure gives an opportunity to investigate strong nonequilibrium effects in a normal island. As we have shown in [5] thermal tails formed by strong electron-electron relaxation τ_{ee}^{-1} can disturb the quantization $I = ef$, while non-Fermi distribution at small τ_{ee}^{-1} recovers the plateau, though in smaller A_g range.

The parity effect in NISIN structure allows to make an alternative turnstile based on charge-vortex interplay in periodic magnetic field with fixed gate voltage [6].

This work was supported, in part, by the Academy of Finland through its LTQ CoE grant (project nos. 284594, 272218), by the Russian Foundation for Basic Research, and the grant of the Russian Science Foundation (No. 15–12–10020).

Литература

1. J. P. Pekola, J. J. Vartiainen, M. Mottonen et al. // Nat. Phys. V. 4, 120 (2007).
2. M. Taupin, I. M. Khaymovich, M. Meschke, et al. // Nature Comm. V. 7, 10977 (2016).
3. S. Nakamura, Y. A. Pashkin, M. Taupin et al. // arXiv:1612.04116.
4. D.M.T.van Zanten, D. M. Basko, I.M.Khaymovich et al. // Phys. Rev. Lett. V. 116, 166801 (2016).
5. I. M. Khaymovich, D. M. Basko // Phys. Rev. B V. 94, 165158 (2016).
6. I. M. Khaymovich, V. F. Maisi, J. P. Pekola et al. // Phys. Rev. B V. 92, 020501(R) (2015).

Моделирование джозефсоновских наноструктур

Ю.М. Шукринов^{1,2,*}, И.Р. Рахмонов^{1,3}, К.В. Куликов^{1,2}, А.Е. Botha⁴,
К. Sengupta⁵, P. Seidel⁶

1 ЛТФ им. Н. Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, 141980, Дубна, Россия.

2 Государственный Университет «Дубна», Дубна, 141980, Российская Федерация.

3 Физико-технический институт им. С.У.Умарова АН РТ, 734063, Душанбе, Таджикистан.

4 Department of Physics, University of South Africa, Florida, 1710, South Africa.

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

6 Friedrich-Schiller-Universität, Institut für Festkrperphysik, Jena, D-07743 Jena, Germany.

*shukrinov@mail.ru

Приведены результаты моделирования резонансных явлений в джозефсоновских наноструктурах. Предложен метод экспериментального определения электрического заряда на сверхпроводящих слоях в системе внутренних джозефсоновских переходов, шунтированных LC-элементами, по изменению наклона максимальной амплитуды осцилляций напряжения на зависимости от базового тока. Исследованы фазовая динамика и вольт-амперные характеристики СКВИДа, образованного из джозефсоновских переходов с топологически нетривиальными барьерами. Показано, что максимальная ширина второй гармоники преобладает над основной, что может служить основой для регистрации майорановских состояний в джозефсоновских переходах.

Введение

Высокотемпературные сверхпроводники представляют собой слоистую структуру, состоящую из тонких сверхпроводящих (S) слоев, разделенных диэлектрическими [1]. Вопрос о возникновении электрического заряда на сверхпроводящих слоях имеет важное принципиальное значение [2,3]. Наличие заряда и характер его релаксации определяют неравновесные явления в этих системах [4]. Замена диэлектрических слоев в образующихся джозефсоновских переходах на топологически нетривиальные барьеры с возникающими при этом майорановскими связанными состояниями, открывает новые горизонты для практического использования этих систем в сверхпроводящей электронике и квантовых технологиях [5].

Метод определения возникновения электрического заряда на S-слоях

Нами предлагается новый метод экспериментального определения электрического заряда на сверхпроводящих слоях, основанный на шунтировании образованного стека джозефсоновских переходов. Исследованы резонансные явления в системе внутренних джозефсоновских переходов, шунтированных LC-элементами (L-индуктивность, C-емкость), когда джозефсоновская частота приближается к частоте образованного резонансного контура. В этом случае посредством возбуждения продольной

плазменной волны возникает параметрический резонанс в интервале напряжения, соответствующего резонансной ветви. Оказывается, что временная зависимость полного напряжения стека джозефсоновских переходов и напряжения на внешней шунтирующей емкости, отражают возникновение электрического заряда на сверхпроводящих слоях. Амплитуда осцилляций напряжения, измеренная при каждом значении базового тока, изменяет наклон на зависимости от базового тока при возникновении заряда. Данный эффект может служить основой для экспериментального определения электрического заряда.

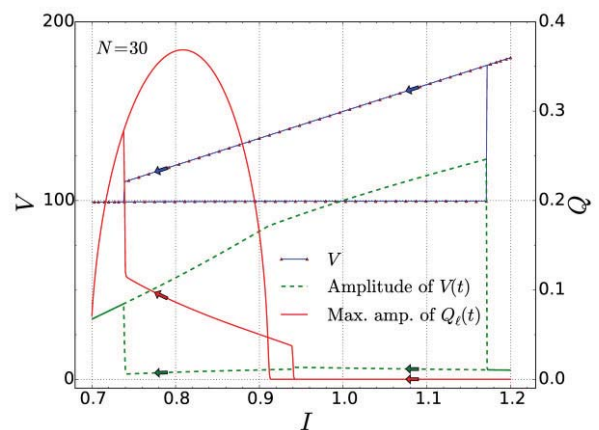


Рис. 1. Проявление электрического заряда на сверхпроводящем слое Q_e по изменению наклона амплитуды осцилляций напряжения V (пунктирная линия). Синяя линия является частью вольт-амперной характеристики

На Рис.1 представлена часть вольтамперной характеристики для стека с 30 джозефсоновскими переходами вместе с амплитудой осцилляций напряжения и максимальной амплитудой зарядовых осцилляций на слоях.

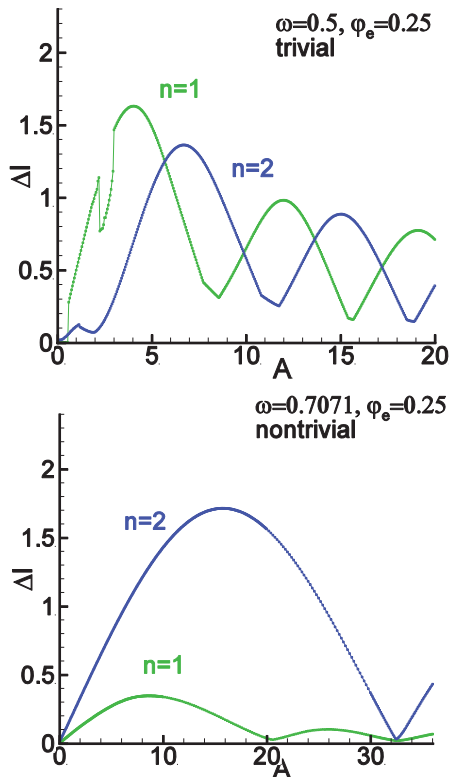


Рис. 2. Амплитудная зависимость основной ступеньки Шапиро ($n=1$) и ее второй гармоники ($n=2$) в случае тривиального барьера (вверху) и для топологически нетривиального (внизу)

Видно, что в интервале базового тока 0.7-0.9, где наблюдается заряд на S-слое, наклон амплитудной зависимости $V(t)$ отличается от соответствующего наклона при $I > 0.9$. Изменение наклона сопровождается резким изменением величины электрического заряда на сверхпроводящем слое.

Регистрация майорановских состояний по амплитудной зависимости ширины ступеньки Шапиро

В настоящее время широко обсуждается использование джозефсоновских переходов для регистрации

майорановских фермионов. Нами исследованы фазовая динамика и вольт-амперные характеристики СКВИДа, образованного из джозефсоновских переходов с топологически нетривиальными барьерами, при которых возникают майорановские связанные состояния. На Рис.2 представлена амплитудная зависимость основной ступеньки Шапиро и ее второй гармоники в случае тривиального барьера (а) и для нетривиального (б). Расчет проводился при наличии магнитного поля ($\phi_e = 0.25$), которое приводит к возникновению на ВАХ дополнительной резонансной ветви (beatingsolution). Частота подбиралась таким образом, чтобы основная ступенька Шапиро находилась на резонансной ветви. Наличие резонанса способствует устранению хаотического состояния, проявляющегося на амплитудной зависимости, которое возникает в случае тривиальных барьеров в джозефсоновских переходах. Мы видим, что в нетривиальном случае максимальная ширина второй гармоники преобладает над основной. Эта особенность амплитудной зависимости ширины ступеньки Шапиро может служить основой для разработки метода регистрации майорановских состояний в джозефсоновских переходах.

Исследование выполнено при финансовой

поддержке РФФИ в рамках научных проектов

15-9-01217, 15-51-61011 и 16-52-45011

Литература

1. U. Welp, K. Kadowaki, and R. Kleiner, Nature Photon.7, 702 (2013).
2. Yu.M. Shukrinov, H. Azemtsa-Donfack, I.R. Rahmonov, and A.E. Botha // FNT, 42, 573 (2016)
3. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. V. Kulikov, A. E. Botha, A. Plecenik, P. Seidel, W. Nawrocki, and Technology 30, 024006 (2017)
4. Yu. M. Shukrinov, M. Nashaat, K. V. Kulikov, R. Dawood, H. El Samman and Th. M. El Sherbini, // EPL, 115, 20003 (2016)
5. L. Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. Lett. 100, 096407 (2008).

Секция 2

Магнитные наноструктуры

X-ray magnetic circular dichroism: application to magnetic nanostructures

A. Rogalev*, F. Wilhelm

European Synchrotron Radiation Facility, 71 avenue des Martyrs, 38000, Grenoble, France.

*rogalev@esrf.fr

Discovery of Magnetic Circular Dichroism in x-ray absorption (XMCD) in the late 1980s [1] marks a major breakthrough in magnetism research with objectives that previously would have been unattainable. The XMCD is defined as the difference in the x-ray absorption spectra recorded with left and right circularly polarised photons while the sample magnetisation is kept either parallel or antiparallel to the direction of the propagation of the incident x-ray beam. In a way, it may be seen as the high energy counterpart to the magneto-optical effects in the visible discovered by Faraday and Kerr. Unlike the latter, XMCD benefits of the unique advantage to be element selective since it originates from transitions of a core electron of an absorbing atom into the empty states given by electric dipolar selection rules. Furthermore, derivation of magneto-optical sum rules [2,3] has greatly strengthened the XMCD, offering a unique capability of quantitative determination of the orbital and spin contributions to the total magnetic moment carried by the absorbing atom. The largest dichroic effects are found in the soft x-ray range that covers the 3d transition metal $L_{2,3}$ absorption edges (2p→3d excitation, at 0.5-1 keV) and the rare-earth $M_{4,5}$ absorption edges (3d→4f excitation, at 0.8-1.6 keV). The electronic states featuring large spin polarization (3d and 4f, respectively) and carrying most of the materials magnetization are hence directly probed [4]. At higher photon energies, there are 3d transition metal K absorption edges (1s→4p excitation, at 4.5-9 keV), $L_{2,3}$ edges of 4d (at 2.1-3.5 keV) and 5d transition metals (at 9.5 – 14 keV) as well as the rare-earth $L_{2,3}$ absorption edges (at 5-9 keV) and the $M_{4,5}$ edges of 5f elements (at 3.3-5 keV) which dominate XMCD spectroscopy with hard x-rays [5].

It is important to underline that XMCD is a vectorial probe of magnetism, *i.e.* the signal depends on relative alignment of the x-ray helicity (photon propagation direction given by x-ray wavevector \mathbf{k}) and the quantization axis given by an applied magnetic field, $\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}$. On the contrary to x-ray emission spectroscopy or nuclear resonance x-ray scattering (Mössbauer) spectroscopy, XMCD is averaged to zero when local atomic moments are oriented randomly with respect to the incident x-ray wavevector as in paramagnetic materials. XMCD is also silent for antiferromagnetic materials where no net magnetization is present. XMCD is also null when a ferro- or a ferrimagnetic ordering results in a domain structure with a random orientation of magnetic domains as occurs in the absence of an applied magnetic

field. The requirement of element specific net magnetization implies a use of an external magnetic field and quite often low temperature capabilities for XMCD measurements.

It is also in the beginning of 1990s, that the advent of the third generation synchrotron radiation facilities offered the scientific community the x-ray spectroscopy beamlines with greatly improved flux and full polarization control. Presently, there are more than 50 beamlines dedicated to XMCD [6] which are in operation at practically all synchrotron facilities around the world. As a result, X-ray dichroism has become, in the last 25 years, a workhorse technique in modern magnetism research, leading to a deeper understanding of the microscopic origin of the magnetic state of matter as well as to major technological advances. Today, the applications of XMCD are vast and this method enables a broad range of novel and exciting studies of various magnetic materials ranging from bulk alloys, thin films to nanoparticles, clusters and ad-atoms. There already exists several comprehensive review articles [4,5,7] as well as chapters in books [8,9] on XMCD. Nevertheless, this presentation is intended to provide a thorough description of its physical content and magneto-optical sum rules and to give a current overview of the applications of XMCD to study magnetic nanostructures. As a full account of these applications is obviously impossible in a short lecture, we limit ourselves to a selection of some prominent achievements in the field.

References

1. G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm et al. // Phys. Rev. Lett. V.58, 737 (1987).
2. B.T. Thole, P. Carra, F. Sette F and G. van der Laan // Phys. Rev. Lett. V.68, 1943 (1992).
3. P. Carra, B.T. Thole, M. Altarelli, X. Wang // Phys. Rev. Lett. V.70, 694 (1993).
4. G. van der Laan and A. I. Figueroa // Coord. Chem. Rev. V. 277-278, 95 (2014).
5. A. Rogalev and F. Wilhelm // Phys. Metals Metallogr. V. 116, 1285 (2015).
6. F. Wilhelm // Synchr. Rad. News. V.26, 2 (2013).
7. J. Stöhr // J.Magn.Magn.Mater. V.200, 470 (1999).
8. J. Stöhr and H.C. Siegmann, Magnetism. From Fundamentals to Nanoscale Dynamics, Springer, Heidelberg, 2006. 820 p.
9. A. Rogalev, F. Wilhelm, N. Jaouen et al. in Lecture Notes in Physics, V.697. 2006. p.71.

Spin-Orbit Torques and Skyrmion Hall Angle

O.A. Tretiakov^{1,2,*}

¹ Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan.

² School of Natural Sciences, Far Eastern Federal University, Vladivostok 690950, Russia.

*olegt@imr.tohoku.ac.jp,

We present a microscopic theory of spin-orbit torques in ferromagnet/heavy-metal bilayers. This theory is used to explain skyrmion motion in ferromagnets and antiferromagnets, including the value of the skyrmion Hall angle. The theory is compared with the recent experiments on skyrmion dynamics.

Ferromagnetic Materials

Manipulating small spin textures that can serve as bits of information by electric and spin currents is one of the main challenges in the field of spintronics. Ferromagnetic skyrmions attracted a lot of attention because they are small in size and are better than domain walls at avoiding pinning sites while moved by electric current. Moreover, recently in ferromagnet/heavy-metal bilayers they were shown to move very efficiently by the so-called "spin-orbit" torques. We formulated the general theory of these torques including their microscopic treatment in disordered systems [1]. This allows us to calculate skyrmion Hall angle, which was recently revealed by X-ray microscopy. We show that this angle depends on dynamical deformations of the skyrmion due to spin-orbit torques [2].

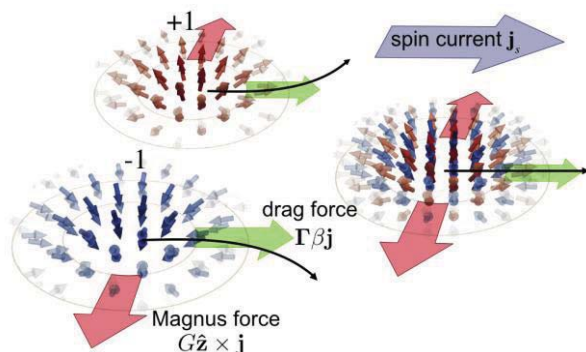


Fig. 1. The graph illustrates the absence of topological Hall effect on AFM Skyrmion and is taken from reference [3]

Antiferromagnetic Materials

Ferromagnetic skyrmions, however, also have certain disadvantages, such as the presence of stray fields and transverse dynamics, making them harder to employ in spintronic devices. To avoid these unwanted effects, we propose a novel topological object: the antiferro-

magnetic (AFM) skyrmion [3] and explore its properties using analytical theory based on microscopic analysis, generalized Thiele equation, and micromagnetic simulations.

This topological texture has no stray fields and we show that its dynamics are faster compared to its ferromagnetic analogue. We obtain the range of stability and the dependence of AFM skyrmion radius on the strength of Dzyaloshinskii-Moriya interaction coming from relativistic spin-orbit effects. Moreover, we study the temperature effects on the stability and mobility of AFM skyrmions. We find that the thermal properties, e.g. such as the antiferromagnetic skyrmion radius and diffusion constant, are rather different from those for ferromagnetic skyrmions. More importantly, we show that due to unusual topology the AFM skyrmions do not have a velocity component transverse to the current (no skyrmion Hall effect), and thus may be interesting candidates for spintronic memory and logic applications.

References

1. I. Ado, O.A. Tretiakov, and M. Titov, ArXiv:1603.07994 (2016).
2. K. Litzius, I. Lemesh, B. Kruger, P. Bassirian, L. Caretta, K. Richter, F. Buttner, K. Sato, O. A. Tretiakov, J. Forster, R. M. Reeve, M. Weigand, I. Bykova, H. Stoll, G. Schutz, G. S. D. Beach, and M. Klau // Nature Physics doi:10.1038/nphys4000 (2016).
3. J. Barker and O.A. Tretiakov // Physical Review Letters, V. 116, 147203 (2016).

Магнетизм сверхрешеток Fe/Pd/Gd

Н.О. Антропов^{1,2}, Е.А. Кравцов^{1,2}, Ю.Н. Хайдуков^{3,4}

1 Институт физики металлов имени М. Н. Михеева, УрО РАН, 620990,

Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18; e-mail: nikolayantropov@yandex.ru

2 Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, ул. Мира, 19

3 Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, D 70569 Stuttgart, Germany.

4 Max Planck Society Outstation at the FRM-II, D-85747 Garching, Germany.

В работе сообщается об успешном синтезе сверхрешеток Fe/Pd/Gd методом высоковакуумного магнетронного распыления. Методом рентгеновской рефлектометрии показано, что в полученных системах наблюдается хорошо определенная слоистая структура, причем на границах Pd-Gd образуется переходный слой характерной толщины ~ 1 нм. PNR измерения показывают наличие сложной неколлинеарной магнитной конфигурации внутри системы.

Введение

Сверхрешетки, состоящие из 4f редкоземельных металлов и 3d переходных металлов, представляют большой интерес в физике магнитных явлений и являются актуальной темой для исследования. В данных системах, при приложении внешнего магнитного поля, реализуются сложные магнитные фазовые диаграммы. Магнитные упорядочения в системе возникают из-за конкуренции двух типов магнетизма: локализованного (Gd) и коллективизированного (Fe) [1]. На систему также влияет сильная температурная зависимость магнетизма слоев Gd, в отличие от слабо зависимого Fe. Внедрение парамагнитного слоя Pd, влечет к появлению обменного взаимодействия между соседними ферромагнитными слоями, а также возникает индуцируемый магнитный момент на Pd вблизи интерфейсов [1,2].

Синтез наноструктур

Серия многослойных наноструктур Fe/Pd/Gd была синтезирована методом высоковакуумного магнетронного напыления на постоянном токе на установке MPS_4000_C6 фирмы Ulvac. В качестве подложек использовались монокристаллические пластины Si (001) размером 25×25 мм и толщиной 0.5 мм. Базовое давление остаточных газов в камере напыления металлов было $P=6 \times 10^{-9}$ Па, при напылении ~ 0.1 Па. Скорости напыления элементов: Gd – 65.88 А/мин, Fe – 24.66 А/мин, Pd – 81.76 А/мин, Cr – 31.69 А/мин. Температура роста – 28.6 С⁰

Методы исследования наноструктур

Структурные характеристики синтезированных образцов измерялись с помощью рентгеновской

рефлектометрии на лабораторном дифрактометре фирмы PANalytical Empyrean. Измерения проводились на медном излучении с длиной волны 0,154184 нм. На первичный пучок было установлено параболическое зеркало W/Si и анти рассеивающая щель 1/32⁰, на отраженном пучке был смонтирован плоскопараллельный коллиматор с экваториальной расходимостью 0.27⁰, а также щель Соллера 0.04 рад. и пропорциональный детектор Хе.

Рефлектометрия поляризованных нейтронов проводилась на установке N-REX Heinz Maier-Leibnitz Zentrum (MLZ).

Экспериментальные результаты и обсуждения

Серия сверхрешеток может быть описана следующей формулой: Si//Cr(50Å) / [Fe(35Å) / Pd(t)/Gd(50Å) / Pd(t)]x12/Cr(30Å), где t – толщина слоя Pd в системе: t = 4, 8, 12, 16, 20 Å.

Оценка степени структурного совершенства межслойных границ в полученных наноструктурах была дана по данным рентгеновской рефлектометрии высокого разрешения. На рис. 1 представлен спектр рентгеновской рефлектометрии и результат его обработки для одного из образцов серии с толщиной слоя Pd 12 Å в зависимости от угла падения рентгеновского излучения.

В таблице 1 представлены результаты обработки рефлектометрические спектры для данного образца. эпитаксиального роста редкоземельных сверхрешеток методом молекулярно-лучевой эпитаксии [1,2].

Толщины слоёв Fe, Pd и Gd, определённые по результатам обработки рентгеновских данных, близки к номинальным значениям. Величины среднеквадратичных межслойных шероховатостей, определённые из обработки рентгеновских данных, составляют от 0.3 до 2 нм. По результатам обработки было выявлено образование переходного слоя PdGd. На поверхности образуется оксидный слой хрома. Полученная структура имеет высокую степень качества межслойных границ.

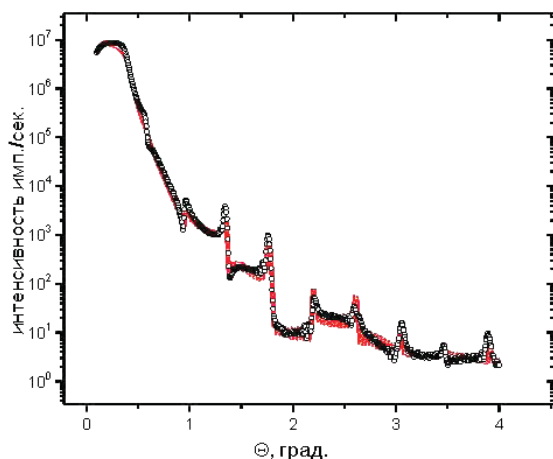


Рис. 1. Спектр рентгеновской рефлектометрии для образца с толщиной слоя палладия 12 Å. Символы – экспериментальная кривая, Сплошная линия – результат обработки

Таблица 1. Параметры сверхрешетки

Материал слоя	Толщина	Среднеквадратичная
Cr ₂ O ₃	11.7	4.6
Cr	22.9	8.5
Сверхрешетка		
Pd	10.4	3.7
Gd	45.4	22.9
PdGd	10.8	13.0
Pd	4	6.6
Fe	31.5	11.6
Буферный слой		
Cr	50	9.3

Обработка спектров рефлектометрии поляризованных нейтронов, измеренных на образце с толщиной прослойки Pd 16 Å, показала наличие сложной неколлинеарной магнитной структуры. Измерения проводились при температуре 10К и в магнитном поле величиной 100 Ое. Экспериментально было

показано, что данная структура сохраняется при низких температурах ~ 10К и в полях до 500 Ое. Было показано, что магнитные моменты слоев Fe и Gd в системе направлены ортогонально относительно друг друга.

На рисунке 2 показан полный поляризационный анализ образца с 16 Å Pd.

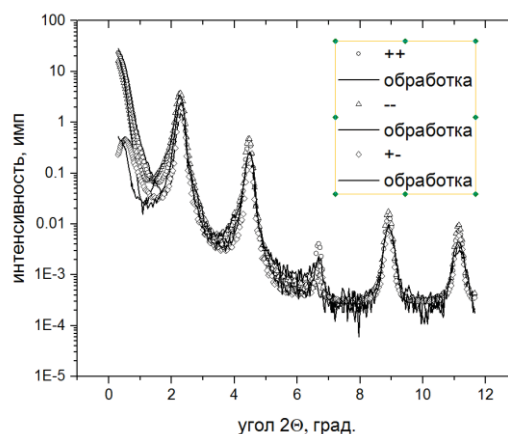


Рис. 2. Спектр рефлектометрии поляризованных нейтронов для образца с толщиной слоя палладия 16 Å. Символы – экспериментальная кривая, Сплошная линия – результат обработки

Заклучение

Была успешно синтезирована серия многослойных наноструктур Fe/Pd/Gd, были определены толщины и шероховатости слоев. Выявлено образование переходного слоя, на границе Pd и Gd, данный эффект характерен для всей серии образцов. Магнитные измерения подтверждают вращение моментов внутри системы. Выявлено наличие неколлинеарного магнитного упорядочения при низких температурах. Полученные сверхрешетки являются очень перспективным объектом исследования.

Работа выполнена в рамках комплексной программы УрО РАН (проект № 15-17-2-17).

Литература

1. J. Vogel, A. Fontaine, V. Cros, F. Petroff, A. Rogaliev, G. Krill, J.-P. Kappler, J.Goulon. // Physical Review B V55, N6, 1997.
2. Kravtsov E., Haskel D., S. G. E. te Velthuis, Jiang J. S., and Kirby B. J. // Physical Review B 79, 134438 2009.

ВЗАИМОВЛИЯНИЕ КУЛОНОВСКОЙ БЛОКАДЫ, ФЕРРОМАГНЕТИЗМА И ФЕРРОЭЛЕКТРИЧЕСТВА

А. Белемук¹, Н. Щелкачев^{1,2,*}, О. Удалов³, И. Белобородов⁴

¹ Московский физико-технический институт, Институтский пер. 9, Долгопрудный, 141700.

² Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, 117940.

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

⁴ California State University Northridge, CSUN, USA

*nms@itp.ac.ru

Исследуется конкуренция магнитодипольного взаимодействия, анизотропии и обменных взаимодействий в сложных трехмерных мультиферроиках. С помощью моделирования методом Монте-Карло показано, что магнито-дипольное взаимодействие не подавляет ферромагнитное состояние, вызванное взаимодействием сегнетоэлектрической матрицы и магнитной подсистемы. Тем не менее, наличие магнито-дипольного взаимодействия влияет на переход порядок-беспорядок: в зависимости от силы магнито-дипольного взаимодействия переход из ферромагнитного в суперпарамагнитное состояние сопровождается либо путем создания вихрей или доменов противоположной намагниченности. Показано, что петля температурного гистерезиса возникает из-за немоного поведения обменного взаимодействия в зависимости от температуры. Происхождение этого гистерезиса связано с наличием магнитных доменов, которые устойчивы к тепловым флуктуациям.

Введение

Существует несколько базовых принципов, на которых основана теория фазовых переходов. Один из них заключается в том, что критические индексы фазового перехода определяются только «симметрией» и, естественно, не могут зависеть от температуры.

Существует и другая парадигма, которая относится к фазовым переходам второго рода: в большинстве случаев, фаза, обладающая большей симметрией (т.е. включающая в себя все симметрии другой фазы), соответствует более высоким температурам. Это правило не столь строгое и из него существуют исключения. Например, в нижней точке Кюри сегнетовой соли, фаза, соответствующая меньшей температуре, обладает ромбической симметрией, в то время как фаза, соответствующая большей температуре, обладает моноклинной симметрией. В докладе будет представлен другой случай нарушения этого правила, связанный с взаимодействием кулоновской блокады, ферромагнетизма и сегнетоэлектричества.

Рассматривается система, гранулированный композитный мультиферроик, состоящая из ферромагнитных металлических наногранул, помещенных в ферроэлектрическую матрицу. Показано, что эффекты кулоновской блокады приводят к взаимодействию магнитных и ферроэлектрических

степеней свободы [1-10]. В такой системе парамагнитная фаза может на фазовой диаграмме располагаться ниже по температуре, чем ферромагнитная фаза, см. рис.1.

С помощью моделирования методом Монте-Карло показано, что магнито-дипольное взаимодействие не подавляет ферромагнитное состояние, вызванное взаимодействием сегнетоэлектрической матрицы и магнитной подсистемы. Тем не менее, наличие магнито-дипольного взаимодействия влияет на переход порядок-беспорядок: в зависимости от силы магнито-дипольного взаимодействия переход из ферромагнитного в суперпарамагнитное состояние

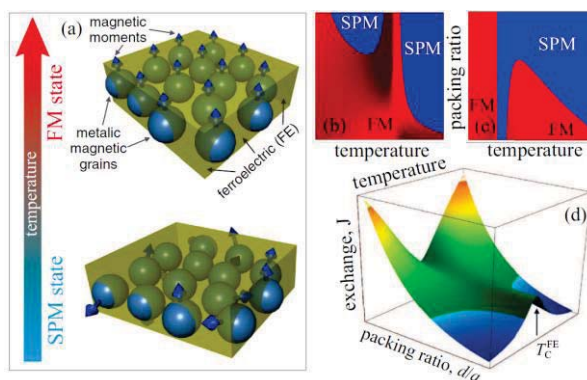


Рис. 1. Гранулированный композитный мультиферроик, состоящий из ферромагнитных металлических наногранул, помещенных в ферроэлектрическую матрицу. В такой системе парамагнитная фаза может на фазовой диаграмме располагаться ниже по температуре, чем ферромагнитная фаза

сопровождается либо путем создания вихрей или доменов противоположной намагниченности. Необычный цикл температурного гистерезиса происходит в композитных мультиферроиках из-за немонотонного поведения обменного взаимодействия в зависимости от температуры. Происхождение этого гистерезиса связано с наличием устойчивых магнитных доменов, которые устойчивы к тепловым флуктуациям [1-10].

Один из основных вкладов в обменный интеграл между магнитными моментами соседних двух гранул можно оценить следующим образом:

$$J \propto \sum \iint \Psi_1^*(\vec{r}_2) \Psi_2^*(\vec{r}_1) \frac{e^2}{\varepsilon |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \Psi_1(\vec{r}_1) \Psi_2(\vec{r}_2) d^3 r_1 d^3 r_2,$$

где Ψ -- волновые функции электронов, индексы у координат обозначают первую и вторую гранулу, суммирование ведется формально по всем волновым функциям. Основной вклад в интеграл вносят хвосты волновых функций электронов перекрывающиеся в пространстве между гранулами. Сегнетоэлектрик экранирует заряды перекрывающихся электронов. Качественно этот эффект можно описать вводя феноменологическую константу ε , которая может отличаться от диэлектрической проницаемости объемного сегнетоэлектрика. Следует однако заметить, что средне-полевая теория Ландау-Девоншира, выведенная для описания сегнетоэлектриков вблизи перехода в разупорядоченное состояние, формально оказывается применимой вплоть до микроскопических (атомных) масштабов, как показывает сравнение теории с экспериментом в сегнетоэлектрических туннельных контактах и нано-конденсаторах, см. обзор в [1-10]. Поэтому величину ε можно грубо оценивать с помощью этой теории.

Вблизи температуры Кюри для доменов, зажатых в пространстве между гранулами, поляризация относительно легко меняет направление и сегнетоэлектрик эффективно экранирует заряды «на поверхности» гранул. Это означает, что константа ε очень велика (она может легко достигать значений несколько тысяч). В этом диапазоне температур J может как подавляться, так и увеличиваться, так как длина локализации волновых функций электронов тоже зависит от ε , см. рис.2.

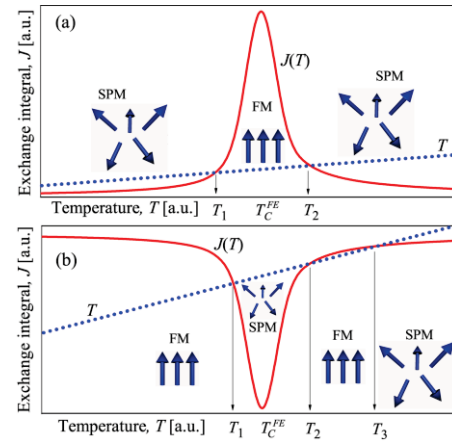


Рис. 2. Возможная зависимость J от температуры

Работа поддержана грантом РФФ 14-12-01185 и РФФИ 16-02-00295.

Литература

1. A. M. Belemuk, O. G. Udalov, N. M. Chitchelekathev and I. S. Beloborodov // *J. Phys.: Condens. Matter* V. 28, 126001 (2016).
2. O.G. Udalov, N.M. Chitchelekathev, I.S. Beloborodov // *J. Phys.: Condens. Matter* V. 27, 186001 (2015).
3. O.G. Udalov, N.M. Chitchelekathev, I.S. Beloborodov, // *Phys. Rev. B* V. 92, 045406 (2015).
4. S.A. Fedorov, N.M. Chitchelekathev, O.G. Udalov, I.S. Beloborodov // *Phys. Rev. B* V. 92, 115425 (2015).
5. O.G. Udalov, N.M. Chitchelekathev, S.A. Fedorov, I.S. Beloborodov // *Phys. Rev. B* V. 92, 205416 (2015).
6. O.G. Udalov, N.M. Chitchelekathev, A. Glatz, I.S. Beloborodov // *Phys. Rev. B* V. 89, 054203 (2014).
7. S.A. Fedorov, A.E. Korolkov, N.M. Chitchelekathev, O.G. Udalov, I.S. Beloborodov // *Phys. Rev. B*, V. 89, 155410 (2014).
8. O.G. Udalov, N.M. Chitchelekathev, I.S. Beloborodov // *Phys. Rev. B*, V. 89, 174203 (2014);
9. O.G. Udalov, N.M. Chitchelekathev, I.S. Beloborodov // *Phys. Rev. B*, V. 90, 054201 (2014).
10. S.A. Fedorov, A.E. Korolkov, N.M. Chitchelekathev, O.G. Udalov, I.S. Beloborodov // *Phys. Rev. B*, V. 90, 195111 (2014).

К теории псевдощелевого состояния при сильном спин-дырочном взаимодействии

А.М. Белемук¹, А.Ф. Барабанов^{1,*}

¹ Институт физики высоких давлений РАН, Троицк, Москва, 142190.

*abarab@hppi.troitsk.ru

Рассматривается эволюция спектральной функции дырок в двумерном антиферромагнетике при изменении параметра допирования в рамках формализма неприводимых функций Грина. В режиме малого допирования наблюдается подавление спектрального веса носителей в низкочастотной области, около поверхности Ферми, экспериментально наблюдаемое в высокотемпературных сверхпроводниках.

Введение

Одним из основных вопросов теории высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) остаётся проблема описания перехода из диэлектрического антиферромагнитного (АФМ) состояния в сверхпроводящее состояние при увеличении допирования [1]. Эксперименты по фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES) демонстрируют необычно широкий пик спектра фотоэмиссии в недопированном диэлектрическом состоянии около $(\pi/2, \pi/2)$, из которого развиваются хорошо определенные квазичастичные возбуждения при переходе в режим оптимального допирования. С уменьшением корреляционной длины спектральный вес квазичастичных возбуждений перемещается из высокоэнергетической некогерентной части спектральной функции в низкоэнергетический когерентный (квазичастичный) пик.

Также спектры фотоэмиссии демонстрирует необычный характер квазичастичной зоны [2]. В нормальном состоянии в режиме малого и промежуточного допирования в спектре квазичастичных возбуждений имеется псевдощель, которая проявляет себя как уменьшение спектральной плотности носителей $A(\mathbf{k}, \omega)$ при частотах, отвечающих химическому потенциалу μ . Это приводит к подавлению плотности электронных состояний на уровне Ферми. В псевдощелевом режиме плотность состояний максимальна для состояний с ферми-импульсами близкими к нодальному направлению $(0,0) - (\pi,\pi)$ зоны Бриллюэна (ЗБ) и сильно уменьшается вблизи антинодальной области $(\pi, 0)$, где псевдощель принимает наибольшее значение. При этом возникает арочная (arc - type) ферми-поверхность (ФП) [2]. Для купратов с дырочным допированием псевдо-

щель открывается при некоторой температуре T^* (температура кроссовера), которая монотонно возрастает с уменьшением допирования.

Модель

В настоящей работе механизм формирования псевдощели рассматривается в рамках гамильтониана регулярной решетки Кондо. В отличие от модели Хаббарда носители и спиновая подсистема разделены в нулевом приближении по их обменному взаимодействию. Такая модель наиболее близка к спин-фермионному прототипу модели Эмери [3, 4]. Спиновая система находится в состоянии спиновой жидкости, среднее значение любой проекции спина на любом узле есть ноль. Спектр возбуждений спиновой подсистемы состоит из трех вырожденных ветвей спиновых волн $\omega(\mathbf{q})$.

На первом шаге вводятся базисные операторы для спинового полярона [5], которые позволяют сразу учесть существенную часть обменного взаимодействия. На втором шаге рассматривается рассеяние полярона в приближении, в котором учитываются вклады от рассеяния на двух спиновых волнах и проводится процедура самосогласования при решении интегрального уравнения для спектральной функции на основе метода неприводимых функций Грина (ФГ). Оказывается, что процедура самосогласования существенно меняет $A(\mathbf{k}, \omega)$ в области частот близких к уровню Ферми $\omega = 0$. Это в свою очередь, приводит к формированию псевдощели.

Результаты и обсуждение

На рисунках 1 и 2 представлено поведение $A(\mathbf{k}, \omega)$ при малом допировании в первом квадранте ЗБ на

Ферми-поверхности, отвечающее $\omega = 0$, и под поверхностью Ферми, для значения частоты $\omega = -0.1$ эВ. Возбуждения сосредоточены около центра ЗБ, ясно виден максимум спектральной функции при $\omega = -0.1$. Такое поведение указывает, что имеется дырочный карман около центра ЗБ. Наличие дырочного кармана в центре ЗБ хорошо воспроизводит данные ARPES измерений. При этом на самой ФП, $\omega = 0$, спектральная функция $A(\mathbf{k}, \omega)$ размыта и не имеет четкого квазичастичного пика. Наблюдаемая картина поведения $A(\mathbf{k}, \omega)$ отвечает сценарию открытия псевдощели на ФП, при котором состояния на ФП имеют малый вес и не наблюдаются в ARPES.

В заключении сформулируем основные результаты нашей работы. При движении носителей при сильном спин-дырочном взаимодействии формируется квазичастичное состояние, представляющее собой связанное состояние дырки и спиновой волны. Спектральный вес такого квазичастичного состояния в режиме малого и промежуточного допирования мал. Спектральная функция характеризуется немонотонным поведением спектрального веса в ЗБ. Спектральный вес квазичастичных состояний подавлен на ФП, что характерно для псевдощелевого состояния.

Плотность состояний расщепляется на две подзоны, отвечающие низкоэнергетическим и высокоэнергетическим возбуждениям. Спектральный вес в нижней зоне очень мал по сравнению с весом в верхней зоне. При увеличении допирования происходит перераспределение спектрального веса из высокоэнергетической области в низкоэнергетическую.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №16-02-00304).

Литература

1. M. Eschrig // *Advances in Physics*, V. 55, 47 (2006).
2. A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen // *Rev. Mod. Phys.*, V. 75, 473 (2003).

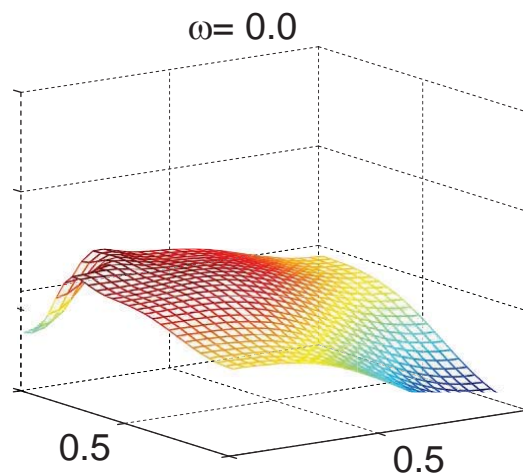


Рис. 1. Дырочная спектральная функция $A(\mathbf{k}, \omega)$, отвечающая заполнению $n=0.1$ в первой четверти зоны Бриллюэна на поверхности Ферми

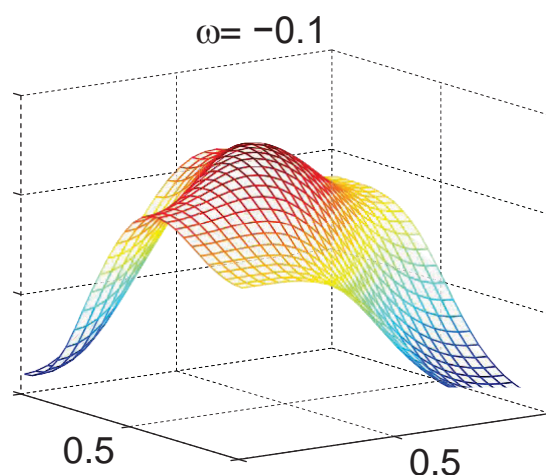


Рис. 2. Дырочная спектральная функция $A(\mathbf{k}, \omega)$, отвечающая заполнению $n=0.1$ в первой четверти зоны Бриллюэна под поверхностью Ферми.

3. V. J. Emery // *Phys. Rev. Lett.*, V. 58, 2794 (1987); V. J. Emery and G. Reiter // *Phys. Rev. B*, V. 38, 4547 (1988).
4. А. Ф. Барабанов, Л. А. Максимов, Г. В. Уймин // *ЖЭТФ*, V. 96, 655 (1989).
5. A. F. Barabanov, A. A. Kovalev, O. V. Urazaev *et al.* // *Phys. Lett. A*, V. 265, 221 (2000).

Эволюция вектора антиферромагнетизма мультиферроика BiFeO_3 в процессе переключения его сегнетоэлектрической поляризации

А.А. Берзин¹, Д.Л. Винокуров¹, А.И. Морозов^{2,*}

¹ Московский технологический университет (МИРЭА), пр. Вернадского, 78, Москва, 119454.

² Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

* mor-alexandr@yandex.ru

Методом численного моделирования в рамках феноменологической модели для энергии магнитной анизотропии исследована эволюция вектора антиферромагнетизма мультиферроика BiFeO_3 в процессе переключения его сегнетоэлектрической поляризации электрическим полем. Найдены оптимальные варианты среза электрочувствительного слоя BiFeO_3 , деформации, созданной подложкой, и направления приложения электрического поля для создания прототипов магниторезистивной памяти нового поколения.

Введение

В настоящее время ведутся разработки магниторезистивной памяти нового поколения с записью электрическим полем (MERAM). Она будет обладать заметно меньшим энергопотреблением и, в перспективе, более высокой плотностью записи, чем все существующие типы магниторезистивной памяти. В MERAM для переключения намагниченности одного из ферромагнитных слоев, входящих в магнитное туннельное соединение, используется дополнительный электрочувствительный слой, соседствующий с выбранным ферромагнитным слоем.

Дальнейшее рассмотрение будет относиться к случаю обменного механизма взаимодействия между спинами указанных слоев [1, 2], когда направление вектора магнитного параметра порядка в электрочувствительном слое играет первостепенную роль. При этом в качестве электрочувствительного слоя необходимо использовать слой мультиферроика с магнитным и сегнетоэлектрическим упорядочением. Для широкого технического применения необходимо, чтобы устройство функционировало при комнатных температурах. Требованию наличия магнитного и сегнетоэлектрического упорядочений при комнатной температуре удовлетворяет феррит висмута BiFeO_3 (BFO).

В тонких пленках феррита висмута наблюдается антиферромагнитное упорядочение G-типа с двумя подрешетками, спины которых лежат в плоскостях типа (111). Спины, принадлежащие каждой из плоскостей типа (111), принадлежат одной подрешетке,

спины соседних плоскостей принадлежат различным подрешеткам. Вектор спонтанной поляризации BFO \mathbf{P} направлен вдоль одного из восьми направлений типа [111], которое в отсутствие деформации, созданной подложкой, когда феррит висмута находится в ромбоэдрической фазе, является осью третьего порядка. Вектор антиферромагнетизма \mathbf{L} лежит в плоскости типа (111), ортогональной направлению \mathbf{P} . Вектор слабого ферромагнетизма \mathbf{M} также лежит в этой плоскости, ортогонален вектору \mathbf{L} и образует с векторами \mathbf{P} и \mathbf{L} правую тройку векторов [3].

Для создания MERAM одним из важнейших вопросов является эволюция векторов \mathbf{L} и \mathbf{M} в процессе изменения направления вектора поляризации \mathbf{P} под действием электрического поля, что, в конечном счете, определяет возможность переключения намагниченности ферромагнитного слоя.

Описание модели

Спин-орбитальное взаимодействие ориентирует вектор антиферромагнетизма перпендикулярно вектору спонтанной поляризации. Вклад Φ_1 данного взаимодействия в энергию Гиббса можно выразить через соответствующий инвариант

$$\Phi_1 = (\mathbf{p}\mathbf{l})^2, \quad (1)$$

где \mathbf{p} и \mathbf{l} — единичные векторы \mathbf{P} и \mathbf{L} соответственно.

Наряду с указанной одноосной анизотропией учтем вклад Φ_2 кубической анизотропии в виде

$$\Phi_2 = -\beta(l_x^4 + l_y^4 + l_z^4), \quad (2)$$

где β – константа кубической анизотропии, l_x, l_y, l_z – координаты вектора \mathbf{l} .

В работе [3] на основании данных экспериментов по рентгеновскому линейному дихроизму – фотоэмиссионной электронной микроскопии (XLD-PEEM) сделан вывод, что в упруго-сжатом слое ВФО вектор антиферромагнетизма \mathbf{L} , лежащий в плоскости типа (111), ортогонального направлению \mathbf{P} , ориентирован так, что его проекция на плоскость слоя минимальна. В случае растянутого слоя указанная проекция максимальна. Соответствующий вклад Φ_3 магнитоупругого взаимодействия в энергию Гиббса записывается в виде

$$\Phi_3 = -\gamma(\mathbf{n}\mathbf{l})^2, \quad (3)$$

где \mathbf{n} – единичный вектор нормали к плоскости слоя, а константа взаимодействия γ положительна в случае сжимающих и отрицательна в случае растягивающих подложек.

В силу слабости взаимодействия Дзялошинского-Мория не будем учитывать его вклад в энергию. Суммарная энергия Гиббса мультиферроика, таким образом, равна $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3$.

Будем предполагать, что разворот вектора поляризации происходит квазистатически, и положение вектора \mathbf{l} , соответствующее текущему направлению вектора \mathbf{p} , можно найти путем минимизации Φ при заданных \mathbf{n} и \mathbf{p} .

Моделирование проводилось для компенсированных срезов (001) и (110) псевдокубической решетки ВФО. Задание направления приложенного к слою электрического поля и начального положения вектора \mathbf{p} определяло траекторию разворота данного вектора и его конечное положение, что позволяло найти траекторию конца вектора \mathbf{l} на единичной сфере в пространстве направлений вектора антиферромагнетизма. Направление вектора слабого ферромагнетизма определяется векторным произведением $[\mathbf{p}\mathbf{l}]$. Вычисления проводились с помощью пакета Wolfram Mathematica для значений $\alpha = 1$, $\beta = 0$; ± 0.01 и $\gamma = \pm 0.01$.

Результаты расчетов

Для случая среза (001) было показано, что, прикладывая электрическое поле параллельно ребру и диагонали грани в плоскости упруго сжатого слоя,

можно развернуть вектор \mathbf{M} , лежащий в плоскости слоя, на 90° и 180° соответственно.

Приложение поля перпендикулярно слою оставляет неизменным вектор \mathbf{L} , переключает на 180° латеральную составляющую вектора \mathbf{M} , но оставляет неизменной перпендикулярную слою компоненту этого вектора. Последний недостаток компенсируется возможностью использования перпендикулярного слою напряжения.

В случае среза (110) и упруго растянутого слоя приложение поля в плоскости слоя вдоль направления $[00\bar{1}]$ изменяет знак перпендикулярной составляющей вектора \mathbf{M} , оставляя латеральную составляющую неизменной. Такая конфигурация «срез-деформация-направление поля» перспективна для создания памяти с перпендикулярной записью, то есть с намагниченностями ферромагнитных слоев туннельного соединения, перпендикулярными плоскости слоев.

Если же поле приложено перпендикулярно слою, то, как и в случае среза (001), при неизменных векторе \mathbf{L} и перпендикулярной составляющей вектора \mathbf{M} , происходит разворот на 180° латеральной составляющей вектора \mathbf{M} . На перспективность данной конфигурации было обращено внимание в недавней работе [4].

Таким образом, на основе феноменологической модели для энергии магнитной анизотропии слоя BiFeO_3 на сжимающей и растягивающей подложках, нами исследована эволюция вектора антиферромагнетизма в процессе переключения вектора поляризации ВФО внешним электрическим полем и предложены конфигурации «срез-деформация-направление поля», наиболее перспективные для создания МЕРАМ.

Работа поддержана РФФИ (проект офи-м 16-29-14017).

Литература

1. Д.Л. Винокуров, А.И. Морозов // ФТТ, Т. 55, 2135 (2013).
2. Д.Л. Винокуров, А.И. Морозов // ФТТ, Т. 57, 1736 (2015).
3. M.B. Holcomb, L.W. Martin, A. Scholl *et al.* // Phys. Rev. B, V. 81, 134406 (2010).
4. J.J. Wang, J.M. Hu, Ren-Ci Peng *et al.* // Sci. Rep., V. 5, 10459 (2015).

Фазовая диаграмма $O(n)$ модели с дефектами типа «случайное локальное поле» и справедливость теоремы Имри и Ма

А.А. Берзин¹, А.И. Морозов^{2,*}, А.С. Сигов¹

¹ Московский технологический университет (МИРЭА), пр. Вернадского, 78, Москва, 119454.

² Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

* mor-alexandr@yandex.ru

Показано, что теорема Имри и Ма, утверждающая, что в пространстве размерности $d < 4$ введение сколь угодно малой концентрации дефектов типа «случайное локальное поле» в систему с непрерывной симметрией n -компонентного векторного параметра порядка ($O(n)$ -модель) приводит к исчезновению дальнего порядка и появлению неоднородного состояния, несправедлива, если анизотропное распределение направлений случайных локальных полей дефектов в пространстве параметра порядка создает эффективную анизотропию типа «легкая ось». В случае слабо анизотропного распределения полей в пространстве размерности $2 \leq d < 4$ существует критическая концентрация дефектов, при превышении которой неоднородное состояние Имри-Ма может существовать как равновесное. При меньшей концентрации дефектов в системе имеет место дальний порядок. В случае сильно анизотропного распределения полей состояние Имри-Ма полностью подавляется, и состояние с дальним порядком реализуется при любой концентрации дефектов.

Введение

После выхода в 1975 г. классической работы Имри и Ма [1] в физике неупорядоченных систем прочно установилась точка зрения, что в пространстве размерности $d < 4$ введение сколь угодно малой концентрации дефектов типа «случайное локальное поле» в систему с непрерывной симметрией n -компонентного векторного параметра порядка приводит к исчезновению дальнего порядка и появлению неоднородного состояния, которое в дальнейшем будем называть состоянием Имри-Ма, а само утверждение – теоремой Имри и Ма.

Заметим, что теорема справедлива только в отсутствие анизотропии системы. Наличие слабой анизотропии типа «легкая ось» приводит к тому, что разрушение дальнего порядка и возникновение неоднородного состояния Имри-Ма происходит при превышении концентрацией дефектов некоторого критического значения [2].

Эффективная анизотропия, созданная дефектами

Казалось бы, вышеприведенное замечание не относится к исходно изотропной $O(n)$ -модели. Однако, как было показано в нашей недавней работе [3], анизотропное распределение направлений случайных локальных полей дефектов в n -мерном пространстве параметра порядка ведет к возникновению в системе индуцируемой дефектами эффективной анизотропии.

Для качественного объяснения механизма возникновения эффективной анизотропии рассмотрим воздействие локального поля l -того дефекта \mathbf{h}_l на однородное распределение параметра порядка. При этом для простоты будем пренебрегать продольной восприимчивостью системы в области низких температур, много меньших температуры магнитного упорядочения.

Перпендикулярная направлению параметра порядка \mathbf{s}_0 в чистой системе составляющая случайного поля \mathbf{h}_l^\perp приводит к его локальному отклонению и появлению ортогональной \mathbf{s}_0 компоненты $\mathbf{s}^\perp(\mathbf{r})$. В результате возникает отрицательная добавка к энергии основного состояния, пропорциональная $(\mathbf{h}_l^\perp)^2$. Она максимальна по модулю, когда направление \mathbf{s}_0 перпендикулярно локальному полю дефекта. Поэтому параметру порядка энергетически выгодно сориентироваться перпендикулярно преимущественному направлению случайных полей.

Таким образом, теорема Имри и Ма заведомо справедлива только при идеально изотропном распределении направлений случайных локальных полей, а случай анизотропного распределения полей нуждается в тщательном анализе.

Фазовая диаграмма системы

Анизотропное распределение направлений случайных локальных полей дефектов индуцирует как анизотропию типа «легкая ось», так и анизотропию типа «легкая плоскость».

Оценка константы эффективной анизотропии K_{eff} по порядку величины дает значение

$$K_{eff} \sim x \langle \mathbf{h}_l^2 \rangle / JS^2, \quad (1)$$

где x - безразмерная концентрация примесей (их число на одну ячейку), скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по полям всех примесей, а J - обменный интеграл, описывающий взаимодействие ближайших спинов S .

Для решения вопроса о том, возникнет ли в системе дальний порядок с вектором \mathbf{s}_0 , лежащим в легкой плоскости, или неоднородное состояние Имри-Ма, следует спроектировать все случайные поля на указанную гиперплоскость размерности m ($n > m \geq 2$) в пространстве параметра порядка и рассмотреть задачу на этой гиперплоскости. При возникновении в ней анизотропии типа «легкая плоскость» операцию следует повторить. В результате мы придем к одному из трех возможных случаев:

- проекции случайных полей на легкую плоскость равны нулю. При этом поведение системы аналогично поведению чистой системы с числом компонент параметра порядка, соответствующим размерности гиперплоскости. В любом случае, неоднородное состояние Имри-Ма не возникает, хотя случайные поля индуцируют появление составляющих параметра порядка, перпендикулярных легкой плоскости;
- в самой легкой плоскости имеет место анизотропия типа «легкая ось». Тогда задача сводится к задаче с такой анизотропией, но с числом компонент параметра порядка, равным m . Она будет рассмотрена ниже;
- распределение проекций случайных локальных полей дефектов на легкую плоскость является идеально изотропным. В этом случае теорема Имри и Ма справедлива.

Для того, чтобы понять, реализуется ли в системе с эффективной анизотропией типа «легкая ось» неупорядоченное состояние Имри-Ма, необходимо сравнить величину константы эффективной анизотропии K_{eff} с критическим значением, при котором происходит подавление указанного состояния.

Действительно, чтобы следовать за флуктуациями случайного поля, параметру порядка приходится

отклоняться от направления, соответствующего минимуму энергии анизотропии. Это приводит к возрастанию энергии анизотропии. Когда такое изменение уже не компенсируется выигрышем энергии за счет следования параметра порядка за флуктуациями случайного поля, неоднородное состояние Имри-Ма становится энергетически невыгодным и в системе восстанавливается дальний порядок.

Как показано в работе [2], соответствующее критическое значение константы анизотропии равно

$$K_{cr} \sim J [x \langle \mathbf{h}_l^2 \rangle / J^2 S^2]^{2/(4-d)}. \quad (2)$$

Эффективная анизотропия, вызванная полями дефектов, пропорциональна их концентрации. В то же время в пространстве с размерностью $2 < d < 4$ величина K_{cr} содержит более высокую степень концентрации дефектов. В частности, в случае трехмерного координатного пространства $K_{cr} \propto x^2$. Из этого следует, что в пределе $x \rightarrow 0$ эффективная анизотропия будет превосходить критическое значение. В случае $d=2$ величина $K_{eff} \propto -x \ln x$, то есть в области малых концентраций также превосходит критическое значение $K_{cr} \propto x$.

Таким образом, теорема Имри и Ма несправедлива при любой сколь угодно слабой эффективной анизотропии типа «легкая ось», индуцированной случайными локальными полями дефектов. В случае сильно анизотропных распределений случайных полей, создающих анизотропию типа «легкая ось», состояние Имри-Ма не реализуется во всем возможном диапазоне концентраций дефектов $x < 1$.

Для слабо анизотропных распределений случайных полей условие $K_{eff} < K_{cr}$ дает ограничение снизу на концентрацию дефектов, при которой наблюдается неупорядоченное состояние Имри-Ма.

Литература

1. Y. Imry and S.-k. Ma // Phys. Rev. Lett., V. 35, 1399 (1975).
2. А. И. Морозов, А. С. Сигов // Письма в ЖЭТФ, Т. 90, 818 (2009).
3. А. А. Berzin, A. I. Morosov, and A. S. Sigov // Phys. Solid State, V. 58, 1671 (2016).

Использование магнитоупругого эффекта в наноструктурах для хранения и обработки информации

А.А. Бухараев^{1,2}

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

² Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

a_bukharaev@mail.ru

Обзор посвящен стрейнтронике – новому направлению в создании ячеек магнитной памяти и логических элементов микро- и нанозлектроники с минимальным энергопотреблением за счет использования изменения магнитной анизотропии в магнито-стрикционном слое при его механической деформации. Особое внимание уделено особенностям формирования и поворота однородной намагниченности в изолированных и диполь-дипольно связанных частицах при сочетании индуцированных в них упругих напряжений и внешних магнитных полей.

Введение

Исследование процессов перестройки намагниченности в ферромагнитных наноструктурах связано с необходимостью создания сред для сверхплотного хранения информации и требованием уменьшения энергии, необходимой для записи и обработки этой информации. Один из вариантов уменьшения энергии, необходимой для записи информации в виде 1 бита путем перемагничивания наночастицы, – это создание в ней механических напряжений. Считается, что за счет магнитоупругого эффекта можно снизить энергию, необходимую для изменения магнитного состояния частицы до нескольких аттоджоулей, если прикладывать электрический потенциал к подложке из пьезоэлектрика, на которой расположена однодоменная наночастица [1 - 4]. Исследования магнитоупругого эффекта для создания запоминающих ячеек и логических элементов микро- и нанозлектроники с минимальным энергопотреблением привели к появлению нового научного направления – стрейнтроники (от английского “strain” – деформация) [1, 2].

Результаты и обсуждение

По аналогии с магнитнорезистивной ячейкой памяти (MRAM) запоминающая ячейка магнитоэлектрической памяти произвольного доступа (MeRAM - Magnetoelectric Random Access Memory) состоит из двух ферромагнитных слоев (магнитомягкого и

магнитожесткого), разделенных туннельным зазором. Если в исходном состоянии направления намагниченности обоих слоев совпадают, то для записи и хранения 1 бита информации необходимо, чтобы за счет индуцированных механических напряжений намагниченность магнитомягкого слоя повернулась на 180° относительно магнитожесткого слоя и оставалась в этом положении. Для создания ячеек MeRAM подходят субмикронные ферромагнитные частицы эллиптической формы с толщиной в десятки нанометров, которые обладают при комнатной температуре однородной намагниченностью, ориентированной вдоль длинной оси частицы. Если такую частицу разместить на пьезоэлектрической подложке, то под действием электрического потенциала, приложенного к пьезоподложке, можно изменять ориентацию намагниченности в частице за счет магнитоупругого эффекта [4 - 8]. Например, при сжатии частицы Co размером 200×175×12 nm³ происходит поворот ее намагниченности на 90° [5]. Такое состояние частицы нестабильно и после отключения электрического поля и релаксации наведенных в частице напряжений, суммарный вектор намагниченности вновь будет направлен вдоль длинной оси частицы, но с равной вероятностью он вернется в прежнее положение или повернется на 180° относительно исходного направления. Если такая частица представляет собой магнитомягкий слой ячейки MeRAM, необходимо, чтобы при записи 1 бита информации ее намагниченность со 100 % вероятностью поворачивалась на 180° и оставалась в этом положении при отключении питания. Один из способов, который

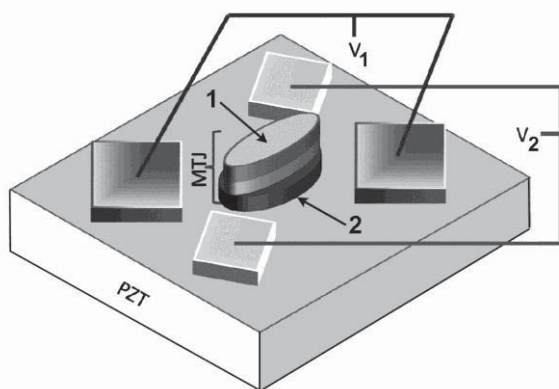


Рис. 1. Стрейнтронная ячейка с эллиптическими частицами 1 и 2 с различным аспектным соотношением, разделенными туннельным зазором MTJ [10]

позволяет решить эту проблему, – это использование кроме деформации сжатия еще дополнительно магнитного поля для стабилизации намагниченности в нужном направлении [6 - 9]. Еще один вариант – использование попарного последовательного включения четырех электродов, размещенных на поверхности пьезоподложки вблизи микрочастицы [10] (Рис.1). Магнитная жесткость эллиптических частиц в этом случае определяется их аспектным соотношением. В частице 2 с большим отношением ширины к длине последовательное включение двух пар электродов поворачивает намагниченность на 180° , тогда как в частице 1 более удлиненной формы намагниченность сохраняет свое направление. Для ячеек MeRAM необходимы ферромагнитные материалы с максимальной магнитострикцией (такие как Terfenol-D [3, 12], $TbFe_2$ [6], FeGa [8]). Поисковые исследования стрейнтроники проводятся также и на эллиптических субмикронных частицах Co [5, 10] и Ni [7]. В качестве пьезоэлектрических подложек используют чаще всего цирконат-титанат свинца PZT [6, 8, 10] и магнониобат свинца PMN-PT [4, 5]. Для контроля за процессами перемагничивания частиц используется магнитно-силовая микроскопия [5, 8 - 10]. Размещенные на пьезоэлектрической подложке близко друг от друга частицы испытывают диполь-дипольное магнитное взаимодействие [11, 12]. За счет этого на процесс перемагничивания частицы при ее упругой деформации оказывает существенное влияние магнитное поле ближайших соседей. Разместив на поверхности пьезоподложки цепочку близко расположенных однодоменных частиц, можно по ней передавать двоичную информацию. Для этого около каждой частицы размещается по паре электродов, с помощью которых происходит

переориентация их намагниченности в зависимости от ориентации намагниченности соседней частицы. На основе этого механизма планируется создавать стрейнтронные логические элементы, например, типа NAND gate для выполнения логической операции «и - не» [12]. Возможность суммирования входных электрических сигналов для порогового переключения проводимости ячейки MeRAM позволяет использовать ее для построения искусственных нейронных сетей [3]. Недостатком стрейнтронных элементов является достаточно большое время переключения (10 - 100 нс). Однако рекордно низкое энергопотребление при записи и обработке информации, энергонезависимость при ее хранении, сравнительно низкий уровень тепловых шумов [2, 3] открывает перспективу их использования в устройствах без специальных источников энергии (батареек, аккумуляторов), так как стрейнтронные устройства могут получать необходимую энергию от движения или тепла человеческого тела, от механических вибраций в окружающей среде. Хотя большинство исследований в стрейнтронике носит пока еще поисковый характер, созданы уже первые работающие прототипы ячеек MeRAM [4].

Литература

1. M. Barangi and P. Mazamder // IEEE Nanotechnology Magazine. V.9, 15 (2015).
2. А. П. Пятаков // Бюллетень Российского магнитного общества (МАГО), Т. 17, №1. 2 (2016).
3. A. K. Biswas, J. Atulasimha, S. Bandyopadhyay, // Nanotechnology V.26, 285201 (2015).
4. Z. Zhao *et al.*, // Appl. Phys. Lett., V.109, 092403 (2016).
5. N. D'Souza, M. S. Fashami, S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha // Nano Lett., V. 16, 1069 (2016).
6. N. Tiercelin, Y. Dusch, V. Preobrazhensky and P. Pernod // J. Appl. Phys., V.109, 07D726 (2011).
7. C-Y. Liang *et al.* // J. Appl. Phys. V.16, 123909 (2014),
8. H. Ahmad, J. Atulasimha, S. Bandyopadhyay // Scientific Reports, V.5, 18264 (2015).
9. Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, Н. И. Нургазизов *и др.* // XX Международная научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия» 18-20 октября 2016, Казань, Сборник статей. 57 (2016).
10. A. K. Biswas, J. Atulasimha and S. Bandyopadhyay // Appl. Phys. Lett., V.105, 072408 (2014).
11. J. Atulasimha and S. Bandyopadhyay // Appl. Phys. Lett. V.97, 173105 (2010).
12. M. S. Fashami, J. Atulasimha and S. Bandyopadhyay // Nanotechnology, V.23, 105201 (2012).

Исследование магнитоупругих свойств ферромагнитных микрочастиц методами магнитополяриметрии, МСМ и ФМР

А.А. Бухараев^{1,2*}, Д.А. Бизяев¹, С.А. Зиганшина¹, Н.И. Нургазизов^{1,2}, Т.Ф. Ханипов¹, А.П. Чукланов¹, В.В. Чирков¹

1 Казанский физико-технический институт, ул. Сибирский Тракт, 10/7, Казань, 420029.

2 Казанский федеральный университет, Институт физики, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

*a_bukharaev@mail.ru

В настоящей работе для изучения магнитоупругих свойств ансамбля ферромагнитных микрочастиц использовалась магнитополяриметрия на основе магнитооптического эффекта Керра, которая позволила измерять петли гистерезиса и регистрировать азимутальную зависимость коэрцитивной силы. Дополнительно применялись ферромагнитный резонанс и магнитно-силовая микроскопия. Наведенная магнитоупругая анизотропия зарегистрирована при механическом сжатии частиц пермаллоя за счет выпрямления предварительно изогнутой подложки из кремния и при нагреве образца, у которого частицы сформированы на пленке из поливинилиденфторида с отрицательным анизотропным коэффициентом термического расширения.

Введение

Изучение процессов перестройки намагниченности за счет магнитоупругого эффекта вызывает в настоящее время повышенный интерес, так как этот эффект используется при управлении намагниченностью с помощью электрического поля. Переход на запись магнитной информации с помощью электрического поля привлекает, прежде всего, рекордно низкой энергией, необходимой для записи одного бита информации, которая на несколько порядков ниже, чем у остальных известных методов записи информации. Изучение процессов изменения магнитной анизотропии в магнитострикционном слое при его механической деформации и возможность их использования для создания ячеек памяти, логических элементов микро- и нанозлектроники с минимальным энергопотреблением привело к появлению нового направления — стрейнтроники [1].

Недавно нами с использованием магнитно-силовой микроскопии (МСМ) и ферромагнитного резонанса (ФМР) было обнаружено, что под действием механического сжатия доменная структура квадратных пермалловых (Ру) микрочастиц заметно меняется за счет формирования в них магнитоупругой анизотропии [3-5].

Приготовление образцов

В данной работе исследовались микрочастицы с латеральными размерами 7x7 и 25x25 мкм² и тол-

щиной от 15 до 30 нм, сформированные путем напыления Ру состава (Ni 75%, Fe 25%) на подложки в сверхвысоком вакууме через маску в виде сетки с квадратными отверстиями. Микрочастицы, изготовленные таким способом, равномерно покрывают площадь порядка 15 мм², что позволило проводить исследования с помощью магнитополяриметрии, МСМ и ФМР. В качестве подложек использовались тонкие пластины монокристаллического кремния и пленки поливинилиденфторида (PVDF).

Результаты и выводы

Влияние одноосного сжатия на магнитные свойства микрочастиц исследовалось с помощью сканирующего магнитополяриметрического комплекса (СМПК), созданного на базе эллипсометра ЛЭФ-3М-1 [2]. СМПК, работающий на основе регистрации магнитооптического эффекта Керра (МОКЕ), позволяет исследовать распределение локальных магнитных свойств по поверхности объекта с латеральным разрешением порядка 0.1 мм, вращением в плоскости образца, разверткой по магнитному полю ± 60 Э и нагревом до 85 °С.

Механически сжатые частицы на кремнии изготавливались путем вакуумного напыления через маску на упруго напряженную за счет изгиба подложку. Распрямление подложки приводило к индуцированию механических напряжений сжатия в частицах Ру [3-5]. Таким методом можно было получать как равномерное, так и неравномерное сжатие частиц

на поверхности подложки. Для визуализации распределения механического напряжения вдоль образца методом МОКЕ регистрировались петли гистерезиса перпендикулярно линии изгиба образца и азимутальная зависимость коэрцитивной силы (H_c). На рис.1. приведено распределение отношения $H_c(\min)$ к $H_c(\max)$ с максимальной степенью сжатия частиц в центре образца. Эти данные согласуются с экспериментальными МСМ измерениями и компьютерным моделированием МСМ изображений частиц для образцов с неоднородным распределением напряжений вдоль поверхности [5].

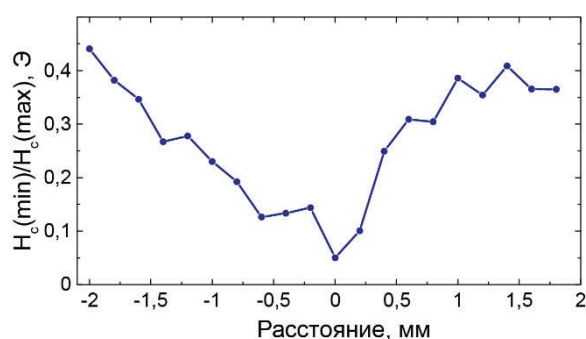


Рис. 1. Изменение коэрцитивности частиц размером 25×25 мкм² в различных точках вдоль подложки из монокристаллического кремния с неравномерным распределением напряжений

При компьютерном моделировании МСМ изображений сжатых частиц Pu использовались значения эффективного поля наведенной анизотропии, полученные по методу, описанному в работе [3] из азимутальной зависимости линии ФМР.

Другой перспективный метод индуцирования одноосного намагничивания — использование в качестве подложки материалов с анизотропным коэффициентом сжатия/расширения. Например, применение PVDF, бета-фаза которого имеет отрицательный анизотропный коэффициент термического расширения [6]. Благодаря разработанному нами методу удалось получить пленки PVDF с высоким содержанием бета-фазы (что было подтверждено данными рентгеновской дифрактометрии и ИК-спектроскопии) и гладкой поверхностью, пригодной для приготовления образцов с частицами, на которых можно проводить исследования методами МОКЕ и МСМ.

Регистрация петель гистерезиса от Pu частиц методом МОКЕ при двух, взаимно перпендикулярных направлениях внешнего магнитного поля проводи-

лась в интервале температур от 20 до 85°C. Зависимость H_c от температуры, найденная по петлям гистерезиса приведена на рис.2.

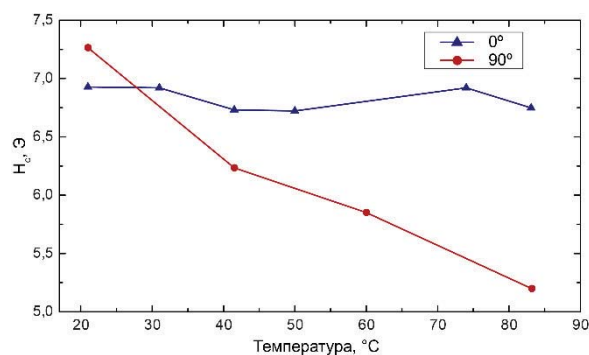


Рис. 2. Изменение H_c , измеренных в двух взаимно перпендикулярных направлениях внешнего поля, при нагреве образца PVDF с частицами Pu размером 25×25 мкм²

Подобное поведение зависимости H_c от температуры связывают с поворотом оси легкого намагничивания ферромагнитной пленки на подложке из PVDF за счет анизотропного сжатия подложки при нагреве образца [6]. Для проверки этого предположения была проделана серия экспериментов по регистрации методом МСМ изменения доменной структуры квадратных частиц Pu на PVDF при нагреве в интервале от 22 до 55 °C. Было установлено, что часть частиц испытывает перестройку доменной структуры, типичную для одноосного сжатия частиц.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 15-02-02728).

Литература

1. M. Barangi and P. Mazamder // IEEE Nanotechnology Magazine. V.9, 15 (2015).
2. Д. А. Коновалов и др., // Известия вузов. Проблемы энергетики, № 5-6, 122 (2010).
3. Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев и др., // ПЖТФ, 2016, Т. 42, 24 (2016).
4. Chuklanov P., Nurgazizov N. I., et al., Journal of Physics C, V.714, 012006 (2016).
5. Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев и др. // XX Международная научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия» 18-20 октября 2016, Казань, Сборник статей. 57 (2016).
6. Liy Y., Wang B. et al., // Scientific Reports, V. 4, 6615 (2014).

Роль фрустрации в формировании двумерных спиральных состояний

В.Э. Валиулин^{1,*}, А.В. Михеенков^{1,2,3}, А.В. Шварцберг¹, А.Ф. Барабанов²

¹ Институт физики высоких давлений РАН, Троицк, Москва, Россия, 142190.

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская область, Россия, 141700.

³ НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, 123182.

*thezhordan@gmail.com

В работе $S = 1/2$, J_1 - J_2 - J_3 модель Гейзенберга на двумерной квадратной решетке рассматривается в рамках квантового сферически-симметричного самосогласованного подхода. Показано, что, в отличие от моделей J_1 и J_1 - J_2 , введение третьего обмена приводит к появлению спиральных спиновых структур. В широкой области обменных параметров и температур вычислены спин-спиновые корреляционные функции, теплоемкость и определено положение максимума структурного фактора. Промонстрировано соответствие между положением пика структурного фактора в квантовом подходе и классической спиновой структурой. Для квазидвумерного соединения (CuBr)Sr₂Nb₃O₁₀ в рамках указанной модели получена спиновая структура, отвечающая экспериментальным данным.

Введение

В моделях локализованного магнетизма несоизмеримые магнитные спиральные структуры, как правило, рассматриваются в классическом пределе. Базовая структура при этом обычно ферромагнитная. В работе изучается J_1 - J_2 - J_3 модель Гейзенберга на двумерной квадратной решетке. Базовая структура, определяемая знаком первого обмена, может быть как ферро- так и антиферромагнитной. В широком диапазоне параметров вычислены спин-спиновые корреляционные функции, теплоемкость, корреляционная длина, структурный фактор. Именно последний извлекается из нейтронных измерений, что позволяет сравнить полученные результаты с экспериментальными данными (в частности, с недавно обнаруженными антиферромагнитными спиральями).

Взаимодействие Дзялошинского-Мории

Феноменологические теории, основывающиеся на предположении Ландау об аналитичности функции свободной энергии и ее с гамильтонианом симметрии, появились еще в 80-х годах прошлого века. Мория (1976), Наканиши (1980), Бак и Дженсен (1980), Пламер и Волкер (1982), Катаока (1983) успешно описали наблюдаемые свойства и предугадали новые эффекты, связанные со спиральным спиновым поведением *MnSi* [1]. В кубических кристаллических решетках типа *MnSi* магнитные спирали образуются благодаря взаимодействию Дзя-

лошинского-Мории между двумя магнитными моментами \vec{s}_i, \vec{s}_j [1]. Это взаимодействие может существовать как в центросимметричных, так и в нецентросимметричных кристаллах, но только в последнем случае оно порождает спиральные структуры [2]. Обмен Дзялошинского-Мории описывается несимметричным членом $\vec{D}_{i,j}[\vec{s}_i, \vec{s}_j]$. В 1980 году Наканиши, Бак и Дженсен экспериментально показали, что отсутствие центра инверсии в кристалле типа *MnSi* порождает стабильную спиральную спиновую структуру.

J_1 - J_2 - J_3 модель Гейзенберга

Геликоидные состояния с несоизмеримым дальним порядком в магнитных системах могут возникать в модели Гейзенберга на плоской решетке в рамках сферически-симметричного самосогласованного подхода. Система представляет собой квадратную решетку с локализованным спином на каждом узле. Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \sum_{i,r=g,d,2g} J_r (\vec{s}_i \vec{s}_{ir}) \quad (ф1)$$

Здесь $g, d, 2g$ решеточные индексы ближайших соседей ($g=1, d=2, 2g=3$), J_r соответствующие обменные константы. Фурье образ оператора спина задается формулой:

$$\vec{S}_Q = \vec{e}_1 \cos(\vec{Q} \cdot \vec{R}) + \vec{e}_2 \sin(\vec{Q} \cdot \vec{R}), \quad (ф2)$$

где \vec{e}_1, \vec{e}_2 – базисные векторы. Рассмотрим класси-

ческую фазовую диаграмму, представленную на рис.1.

В АФМ-случае управляющая точка Q может быть расположена в углах зоны Бриллюэна, на диагонали или на сторонах: (π, π) - неелевская фаза, $(0, \pi)$ и $(\pi, 0)$ - страйп фазы, при конечных значениях обмена J_3 появляются геликоидные фазы (q, q) , (q, π) , (π, q) с управляющей точкой на границе зоны Бриллюэна или на ее главной диагонали.

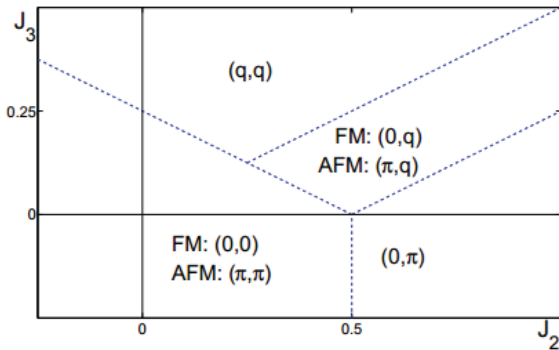


Рис. 1. Классическая фазовая диаграмма

Стоит отметить, что при ненулевом J_3 управляющей точке Q соответствует целый набор значений J_1 - J_2 - J_3 . На эксперименте встречается очень мало образцов с $J_3 \neq 0$. Однако, в работе [3] была показана необходимость введения третьего обмена для соединения $(CuBr)Cr_2Nb_3O_{10}$, демонстрирующего геликоидальный порядок $(0, q)$. С помощью соответствия спиноворядка была получена управляющая точка для данного соединения $Q = (0, 3\pi/4)$. Для удобства заменим:

$$J_1 = \cos(\phi) \cos(\psi), J_2 = \sin(\phi) \cos(\psi),$$

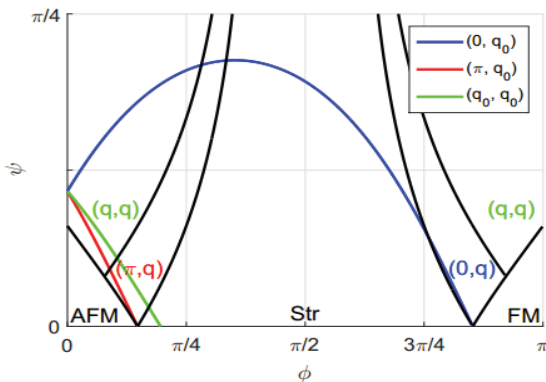


Рис. 2. Фазовая диаграмма в переменных ψ, ϕ

$J_3 = \sin(\psi), \phi \in [0, 2\pi], \psi \in [-\pi/2, \pi/2]$. Классическая фазовая диаграмма в данных переменных для

управляющей точки $Q = (0, 3\pi/4)$ изображена на рис. 2

Квантовый случай, сравнение с экспериментом

Наличие или отсутствия дальнего порядка диктуется поведением корреляционных функций $\langle S_n^z, S_m^z \rangle$. Корреляционные функции определяются через двухвременные запаздывающие функции Грина[4]. Применяя данный подход, находим максимум структурного фактора, соответствующий интересующей нас точке. Из классики предполагаем, что правильный кусок линии $(0, q)$ лежит в районе "родного" геликоида. При температуре $T = 0.1$ получим спектр (рис.3) в интересующей нас точке $(0, 3\pi/4)$ соответствующей набору параметров: $J_1 = -0.79, J_2 = 0.57, J_{31} = 0.17$. При этом спектр ферромагнитный, а спираль антиферромагнитная.

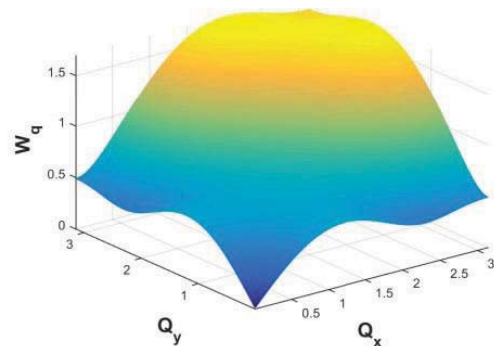


Рис. 3. Спектр соответствующий максимуму C_0 в $(0, 3\pi/4)$

Таким образом, мы получаем соответствие между соединением $(CuBr)Cr_2Nb_3O_{10}$ и набором параметров из решения квантовой задачи.

Литература

1. M. Plumer1984 // J. Phys. C: Solid State Phys., 17, 26 (1984).
2. O. Nakanishi, A. Yanase, M. Kataoka // Solid State Commun., 12 (1980).
3. S. Yusuf, A. Bera // Phys. Rev. B, 84, 30 (2011).
4. A. Barabanov, V. Beresovsky // JPSJ, 63, 11 (1994).

Магнитокалорический эффект в многослойных структурах ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик

С.Н. Вдовичев^{1,2*}, Н.С. Гусев¹, С.А. Гусев¹, Е.В. Скороходов¹,
Joonyeon Chang³, А.А. Фраерман¹

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

2 ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950.

3 Korea Institute of Science & Technology, 5, Hwarangro 14gil, Seongbuk-gu, Seoul, 02792. Republic of Korea.

*vdovichev@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследований зависимости намагниченности от температуры и магнитного поля многослойных структур ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик (CoFe/Ni-Cu/NiFe). На основе полученных данных сделаны оценки магнитокалорического эффекта в этих структурах.

Введение

Хорошо известно, в области магнитного охлаждения наиболее используемым материалом является гадолиний и сплавы на его основе [1]. Пленки/соли на основе гадолиния обеспечивают магнитокалорический эффект по изменению энтропии ΔS единицы объема вещества порядка 2 Дж/моль К при приложении магнитного поля $5 \cdot 10^4 \text{ Э}$ (при температурах близким к комнатной) [1]. Если ввести параметр удельного изменения энтропии на 1 эрстед, то для гадолиния такой параметр составляет $\Delta S/Oe = 4 \cdot 10^{-5}$.

В нашей работе мы исследуем искусственную многослойную структуру F/P/F (ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик), для которой был теоретически предсказан большой магнитокалорический эффект [2]. Анализ экспериментальных результатов с неоптимизированными структурами показывает возможность охлаждения с эффективностью близкой к "эталонным значениям" гадолиния.

Эксперимент

Для исследования магнитокалорического эффекта в многослойных магнитных структурах F1/P/F2 были изготовлены структуры IrMn(15)/CoFe(7)/Ni₆₅Cu₃₅(7)/NiFe(7). Температура Кюри пленки Ni₆₅Cu₃₅ (7 нм) составляет порядка 250 К. Петля гистерезиса для такой многослойной структуры представлена на рис.1.

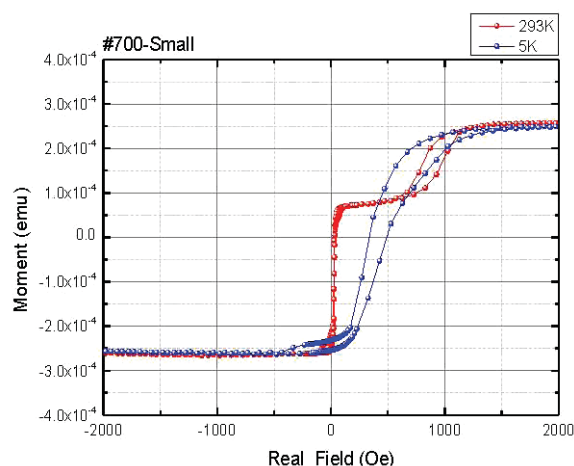


Рис. 1. Зависимость $M(H)$ для магнитной структуры IrMn(15)/CoFe(7)/Ni₆₅Cu₃₅(7)/NiFe(7) при температуре 293К и 5 К

Из сравнения петель гистерезиса образца при температурах 293 К и 5 К, можно заключить если к образцу приложить магнитное поле величиной 20-300 Э (вывести в рабочую точку), то можно ожидать изменения намагниченности при изменении температуры. Например, в рабочей точке $H=100 \text{ Э}$ при температуре 5 К намагниченность образца M близка к намагниченности насыщения (магнитные моменты каждого из ферромагнитных слоев F1 и F2 сонаправлены в направлении приложенного поля). Если образец начать нагревать от температуры 5 К до 293 К, то с ростом температуры магнитные моменты слоев станут антипараллельными и средняя намагниченность образца M будет близка к нулю (антиферромагнитное упорядочивание между

слоями). Таким образом, величина dM/dT отлична от нуля и соответственно можно оценить величину магнитокалорического эффекта.

На рис. 2 представлены зависимости dM/dT для различных рабочих точек по внешнему магнитному полю.

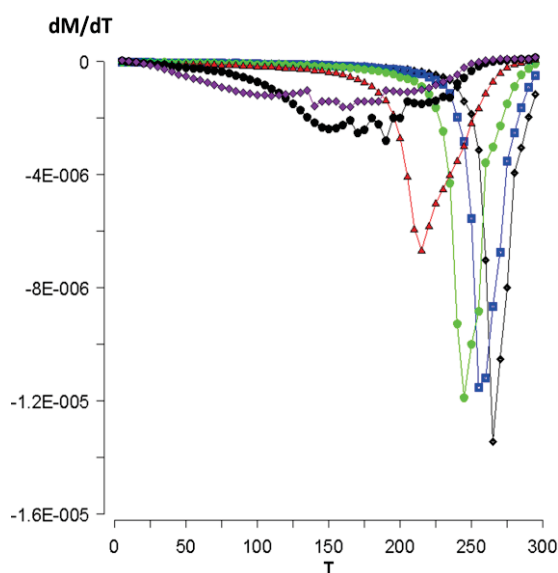


Рис. 2. Зависимость dM/dT при различных значениях рабочего магнитного поля (20, 30, 50, 100, 200 Э)

С ростом значения подмагничивающего поля величина dM/dT уменьшается, и, соответственно, уменьшается магнитокалорический эффект, пропорциональный этой производной. Максимальное значение производной dM/dT для исследуемого образца достигается при $H=20$ Э и $T=250$ К, см.рис.2. Используя табличное значение теплоем-

кости $C \sim 4 \times 10^7$ эрг/ см³град [3], для нашей искусственной структуры получаем:

$$\frac{dT}{dH} = -\frac{T}{C} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{H=200e, T=250K} \approx 3K / tesla$$

Для гадолиния это величина достигает 4-5 К/тесла при приложении поля 5 тесла.

Таким образом, оценки, сделанные на основе экспериментальных данных, позволяют утверждать, что в искусственных многослойных тонкопленочной структурах типа F/P/F возможно наблюдение эффекта магнитного охлаждения. Величина эффекта порядка рекордных значений для гадолиния. При оптимизации параметров магнитных слоев структуры возможность охлаждения и с большей эффективностью.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

Литература

1. V. K. Pecharsky, K. A. Gschneidner, JAP V86(1), 565 (1999).
2. А.А. Фраерман, И.А. Шерешевский.. Письма в ЖЭТФ, 101(9), С.693 (2015).
3. Физические величины. Справочник, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М. Энергоатомиздат, 1991.

Формирование и исследование спиновых светоизлучающих диодов на основе структур с барьером (А3,Мn)В5/n-GaAs

М.В. Ведь^{1,2*}, М.В. Дорохин², Е.И. Малышева², А.В. Здравейцев²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

*mikhail28ved@gmail.com

В работе исследована зависимость степени циркулярной поляризации спинового светоизлучающего диода от параметров спейсерного слоя между квантовой ямой и ферромагнитным инжектором, выполненным в виде разбавленного магнитного полупроводника (А3,Мn)В5. Работа была проведена для р-і-п структур, а также для структур с туннельным барьером(А3,Мn)В5/n-GaAs, представляющих собой диоды Зенера.

Введение

Разбавленные магнитные полупроводники являются базовым материалом создания приборов полупроводниковой спинтроники [1]. Слои (Ga,Мn)As, в частности, являются перспективным видом ферромагнитных инжекторов для спиновых светоизлучающих диодов, вследствие наилучшей совместимости с основным материалом оптоэлектроники – GaAs. Особенностью инжекторов (Ga,Мn)As является дырочная проводимость. Эта особенность обуславливает наличие двух способов инжекции спинполяризованных носителей в активную область спиновых светоизлучающих диодов: спиновая инжекция дырок в прямосмещённых *p-i-n* диодах (Ga,Мn)As/*i*-GaAs/*n*-GaAs и схема инжекции спинполяризованных электронов в структурах с туннельным барьером (Ga,Мn)As/*n*+GaAs/*n*-А3В5/*i*-А3В5/*p*-А3В5. В рамках данной работы для обоих вариантов структур были рассмотрены механизмы спиновой инжекции.

Методика эксперимента

Структуры были сформированы комбинированным эпитаксиальным методом, описанным в [2]. Для выращивания структур р-і-п-диодов (структуры А) на подложках n-GaAs при температуре 600°C последовательно выращивались буферный слой n-GaAs, квантовая яма In_xGa_{1-x}As, спейсерный слой нелегированного GaAs толщиной 8, 15 и 35 нм. Затем при температуре 340°C методом лазерного распыления Mn и GaAs мишеней был выращен слой (Ga,Мn)As толщиной 90 нм. Для выращивания структур с туннельным барьером (структуры Б) при

температуре 600°C на подложке р-GaAs последовательно выращивались буферный слой р-GaAs, квантовая яма In_xGa_{1-x}As:С (концентрация р ~ 8×10¹⁷ см⁻³), тонкий слой нелегированного GaAs (d≈6 нм), слой n-GaAs с градиентным легированием, толщиной 90 нм, сильнолегированный n++-слой (n~7×10¹⁸ см⁻³) и δ<Si>-слой (общая концентрация электронов в n++GaAs и δ<Si> составила 10¹⁹ см⁻³). Толщина сильнолегированного слоя составила 8, 10, 12, 15 и 20 нм. Затем при температуре 340°C методом лазерного распыления Mn и GaAs-мишеней были выращены (Ga,Мn)As (d ≈ 90 нм). Схемы структур представлены на рис. 1. Кроме того, была выращена структура, аналогичная структуре Б, но без δ-слоя Si на поверхности и, как следствие, с меньшей концентрацией доноров (n~7×10¹⁸ см⁻³).

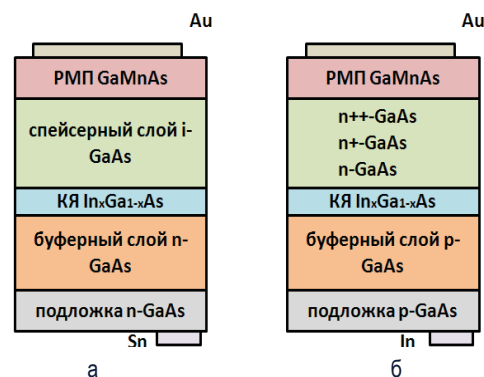
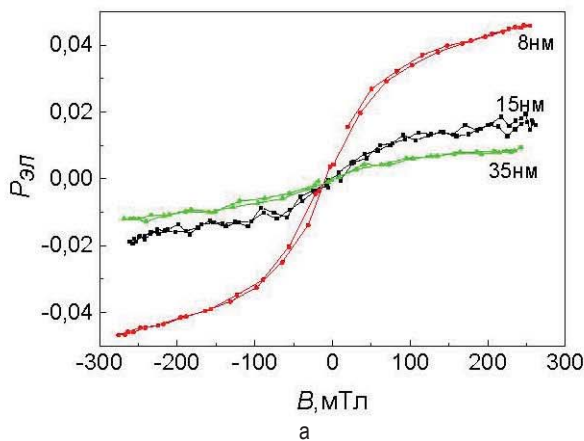


Рис. 1. Схемы структур (а)р-і-п диода (структура А) и (б) диода с туннельным барьером (структура Б)

Для формирования диодной структуры на поверхность образцов наносился омический Au-контакт методом электронно-лучевого испарения в вакууме.

Методами фотолитографии и химического травления изготавливали меза-структуры диаметром 500 мкм. На диодах были проведены исследования электролюминесценции (ЭЛ): в структурах А на Au контакт подавался положительный относительно базы потенциал, в структурах Б – отрицательный. Измерения степени поляризации ЭЛ проводились в магнитном поле, приложенном перпендикулярно поверхности образца при температуре 10К. Степень циркулярной поляризации ЭЛ P рассчитывается по формуле $P_{EL} = (I_1 - I_2) / (I_1 + I_2) \cdot 100\%$, где I_1 , I_2 –



относительные интенсивности люминесценции, измеренные для света, поляризованного по левому (I_1) и по правому (I_2) кругу.

Результаты и обсуждение

При введении диодов в магнитное поле излучение ЭЛ становится частично циркулярно-поляризованным. Магнитопольевые зависимости степени циркулярной поляризации для p - i - n диодов и для диодов с туннельным барьером представлены на рис. 2(а) и рис.2(б) соответственно.

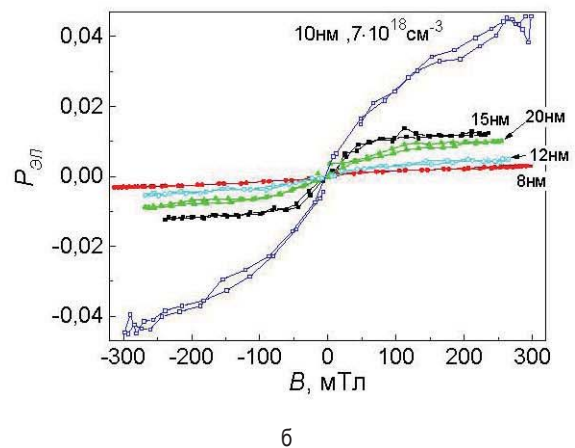


Рис. 2. Магнитопольевые зависимости $P_{эл}$ для (а) p - i - n диодов с различной толщиной спейсерного слоя; (б) диодов с туннельным барьером с различной толщиной сильнолегированного $n++$ слоя, а также кривая для структуры Б меньшей концентрации $n++$ слоя. Измерения выполнены при температуре 10К и токе диода 10мА

Как видно из представленных графиков, для p - i - n диодов, при уменьшении расстояния между КЯ и ферромагнитным инжектором (Ga,Mn)As до 8 нм, значение степени циркулярной поляризации возросло более чем в 2 раза. Предположительно, это связано с действием механизма обменного взаимодействия с ионами Mn в структурах с тонким спейсерным слоем [3]. Это подтверждается исследованиями магнитопольевой зависимости фотолюминесценции, где вклад в спиновую поляризацию вносится только компонентой, связанной с обменным взаимодействием. Для диодов с туннельным барьером зависимость степени циркулярной поляризации от толщины промежуточного сильнолегированного слоя $n++$ GaAs имеет немонотонный характер с максимумом при толщине 15 нм. Также, при исследовании образца со структурой Б и без δ -Si-легирования обнаружилось, что степень циркулярной поляризации увеличилась по сравнению с аналогом с концентрацией доноров $n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и составила 4%. Предположительно, это связано с отсутствием δ -Si-слоя и, как следствие, уменьшением количества центров рассеяния спина на границе. Таким образом, для p - i - n диодов обнаружено, что при близком расположении КЯ к ферромагнитному

инжектору GaMnAs обменное взаимодействие вносит доминирующий вклад в циркулярную поляризацию. Для диодов с туннельным барьером исследована зависимость степени циркулярной поляризации от толщины промежуточного слоя, и обнаружено, что при отсутствии δ -Si-легирования значительно повышается степень поляризации.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за выращивание структур для исследования.

Работа выполнена в рамках реализации гос. задания Минобрнауки РФ (№ 8.1751.2017/ПЧ), при поддержке РФФИ (15-02-07824, 16-07-01102) и гранта Президента РФ (МК-8221.2016.2).

Литература

1. M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 40, R179 (2007).
2. М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, А.В. Здоровейцев и др. // ФТП, Т. 46, в. 12, 1554 (2012).
3. M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina, et al. // J. Phys. D: Appl. Phys, V, 41, P. 24 (2008).

Излучающие гетероструктуры с двухслойной квантовой ямой InGaAs/GaAsSb/GaAs и ферромагнитным слоем GaMnAs

О.В. Вихрова*, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*Vikhrova@nifti.unn.ru

Исследованы излучательные и магнитные свойства гетероструктур нового типа с двухслойной квантовой ямой InGaAs/GaAsSb/GaAs и ферромагнитным слоем GaMnAs. Установлено наличие циркулярной поляризации электролюминесцентного излучения в диапазоне температур от 10 до 160 К. Магнитопольевые зависимости степени циркулярной поляризации являются нелинейными с петлей гистерезиса при температурах от 10 до 50 К, при более высоких температурах они становятся линейными. Величина поляризации при насыщении намагниченности GaMnAs в поле 2000 Э сохраняется на уровне ~ 0.2%.

Введение

Структуры с двухслойной квантовой ямой InGaAs/GaAsSb/GaAs активно исследуются для разработки диодов с длиной волны излучения ~ 1.3 мкм. Введение в структуру такого диода слоя ферромагнитного полупроводника в качестве инжектора спин-поляризованных носителей позволит расширить область их применения из-за появления циркулярной поляризации излучения.

Методика эксперимента

В данной работе исследовались диодные (*p-i-n*) гетероструктуры, содержащие двухслойную квантовую яму InGaAs/GaAsSb/GaAs и слой полупроводника GaMnAs *p*-типа проводимости. Образцы были получены сочетанием методов МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и импульсного лазерного нанесения (ИЛН) в едином ростовом цикле [1]. На подложках n^+ -GaAs методом МОСГЭ выращивались: буфер *n*-GaAs, слои квантовой ямы GaAs_{1-x}Sb_x ($x = 0.2$), In_yGa_{1-y}As ($y = 0.2$) и спейсер GaAs толщиной (d_s) 9 - 18 нм. Затем при 350°C методом ИЛН формировался слой GaMnAs толщиной 100 нм (отношение времен распыления мишеней Mn и GaAs составляло 0.15) и покровный слой GaAs толщиной ~ 14 нм. Исследовались спектры фото (ФЛ)- и электролюминесценции (ЭЛ) в зависимости от температуры измерений (от 10 до 300 К) и мощности оптической или электрической накачки. Для возбуждения ФЛ использовались лазеры с длиной волны $\lambda = 632.5$ нм (мощность 30 мВт) или $\lambda = 532$ нм (с варьированием мощности от 0.1 до 114 мВт). ЭЛ изучалась на изготовленных

с применением фотолитографии и химического травления меза-диодов (диаметр 500 мкм) с металлическим (Au) омическим контактом к слою GaMnAs. Магнитопольевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ (P_{EL}) исследовались в геометрии Фарадея по стандартной схеме с использованием четвертьволновой пластины. Измерение намагниченности производилось при 300 К с использованием магнитометра с переменным градиентом магнитного поля.

Результаты и обсуждение

Полученные структуры имеют достаточно высокое структурное и оптическое качество, на что указывает сохранение ФЛ и ЭЛ излучения при температурах 160-220 К. Полученные спектры ФЛ образцов имеют пики, соответствующие переходам в двухслойной КЯ вблизи энергии 1.29-1.3 эВ при температуре 10 К. Зависимость энергии кванта пика ФЛ от мощности накачки $E(W^{1/3})$ имеет линейный вид, что отвечает непрямоугольному в координатном пространстве переходу между зоной проводимости слоя In_yGa_{1-y}As и валентной зоной слоя GaAs_{1-x}Sb_x и может указывать на формирование гетероперехода второго рода [2]. Данное предположение подтверждается моделированием зонной структуры в одномерном приближении в программе 1D Poisson/Schrödinger [3] (рис. 1).

Уменьшение толщины спейсера GaAs между слоем GaMnAs и квантовой ямой с 18 до 9 нм приводит к значительному, на порядок величины, снижению интенсивности ФЛ вследствие увеличения вклада безызлучательной рекомбинации благодаря влиянию дефектов в слое GaMnAs (атомы Mn в между-

узлии и антиструктурные дефекты As_{Ga}). При этом наблюдается снижение энергии активации процессов, приводящих к гашению ФЛ и ЭЛ с 90 мЭВ в случае образца со спейсером GaAs толщиной 18 нм до 35 мЭВ для структуры с $d_s = 9$ нм.

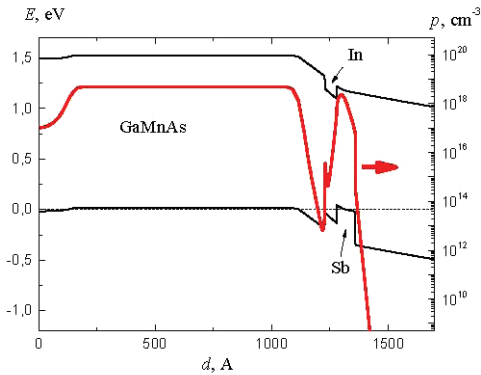


Рис. 1. Рассчитанные в одномерном приближении для температуры 77 К зонная структура образца с $d_s = 9$ нм и распределение концентрации носителей по глубине

Исследование температурных зависимостей ЭЛ образцов выявило наличие излучения квантовой ямы в диапазоне температур от 10 до 220 К (рис. 2). Исследования магнитопольевых зависимостей циркулярной поляризации излучения ЭЛ показали, что при температуре измерений 10 К величина P_{EL} выходит на насыщение в поле ~ 2000 Э, где достигает значения 0.2 %.

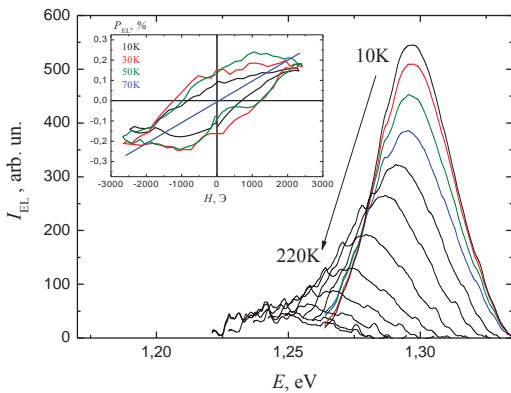


Рис. 2. Влияние температуры на спектры ЭЛ диода на основе структуры с $d_s = 9$ нм при токе $I = 30$ мА. На вставке приведены магнитопольевые зависимости P_{EL}

Такой вид зависимости P_{EL} с петлей гистерезиса и насыщением указывает на преимущественную спиновую поляризацию носителей и на наличие ферромагнитных свойств у исследуемых структур. Нелинейная зависимость P_{EL} наблюдается вплоть до температуры 50 К, интерпретируемой как температура Кюри инжектора GaMnAs (вставка на рис. 2).

Далее вплоть до ~ 160 К зависимость $P_{\text{EL}}(H)$ является линейной, а величина P_{EL} в поле 2000 Э сохраняется на уровне $\sim 0.2\%$. Выше 160 К вследствие низкой интенсивности ЭЛ погрешность измерений становится сопоставимой с величиной P_{EL} . Кроме наблюдаемого ферромагнитного поведения инжектора GaMnAs при температурах от 10 до 50 К, слой GaMnAs имеет включения второй ферромагнитной фазы: предположительно полуметаллические кластеры MnAs (температура Кюри ~ 315 К), на что указывает соответствующее поведение намагниченности при комнатной температуре (рис. 3).

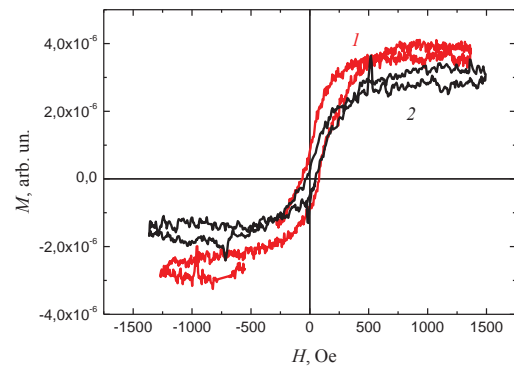


Рис. 3. Магнитопольевая зависимость намагниченности структур при 300 К: 1) $d_s = 9$ нм, 2) $d_s = 18$ нм

Таким образом, впервые экспериментально исследованы светоизлучающие гетероструктуры нового типа с двухслойными квантовыми ямами InGaAs/GaAsSb/GaAs и ферромагнитным слоем GaMnAs, сформированным методом низкотемпературного импульсного лазерного нанесения. Структуры имеют достаточно высокое оптическое и кристаллическое качество и демонстрируют циркулярно-поляризованное электролюминесцентное излучение с сохранением степени циркулярной поляризации (0.2%) в диапазоне температур от 10 до 160 К.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания – проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России, при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824_a, 16-07-01102_a), стипендии (конкурс СП-2015) и гранта (МК-8221.2016.2) президента Российской Федерации.

Литература

1. B.N. Zvonkov, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov et al. // Journal of Optical Technology, V. 75, 389 (2008).
2. О.В. Вихрова, М.В. Дорохин, П.Б. Дёмина и др. // Письма в ЖТФ, Т. 40, в. 20, 96 (2014).
3. Snider G. <http://www3.nd.edu/~gsnider/>

Модифицирование свойств ферромагнитных слоев на основе соединений A^3B^5 импульсным лазерным отжигом

О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов^{1,*}, Б.Н. Звонков¹, Р.Н. Крюков¹, А.В. Кудрин¹, В.П. Лесников¹, А.В. Нежданов¹, Д.Е. Николичев¹, С.А. Павлов², А.Е. Парафин², И.Ю. Пашенькин¹, С.М. Планкина¹

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., Кстовский район, 603087.

*danilov@nifti.unn.ru

Экспериментально показано, что воздействие импульса эксимерного наносекундного лазера с энергией до 300°мДж/см^2 на поверхность структур со слоями GaAs:Mn и InAs:Mn приводит к возрастанию концентрации свободных носителей тока (дырок) более чем на порядок величины, это вызывает появление аномального эффекта Холла гистерезисного типа и отрицательного магнетосопротивления вплоть до температуры 100°К .

Введение

Слои ферромагнитных полупроводников на основе соединений A^3B^5 используются в разработках перспективных приборов спинтроники в качестве инжекторов спин-поляризованных носителей тока. Важнейшим вопросом физики и технологии этих материалов является природа ферромагнетизма: реализуется механизм косвенного обмена между магнитными моментами легирующих атомов переходных элементов или прямой обмен внутри ферромагнитных кластеров (типа MnAs). Однофазные (безкластерные) ферромагнитные полупроводники типа $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ создаются либо выращиванием методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (НТ-МЛЭ) [1], либо методом имплантации ионов марганца с последующим отжигом наносекундным импульсом лазера [2]. Разработанный в нашей лаборатории метод лазерного нанесения ферромагнитных полупроводников не гарантирует однофазности, поскольку из-за воздействия лазерной плазмы на растущий слой приходится увеличивать температуру процесса на $100^\circ\text{--}125^\circ$ по сравнению с НТ-МЛЭ. Это обстоятельство и создает предпосылки для образования кластеров типа MnAs [3]. Ранее [4] нами было показано, что дополнительное послеростовое воздействие 25°нс импульса рубинового лазера (0.68°мкм) с плотностью энергии около 0.25°Дж/см^2 на слои GaAs:Mn привело к появлению эффекта Холла с петлей гистерезиса вплоть до комнатной температуры измерений. В настоящем исследовании указанный эф-

фект исследуется при воздействии импульсов эксимерного лазера в диапазоне плотностей энергии до 500°мДж/см^2 на слои GaAs:Mn и InAs:Mn.

Методика эксперимента

Исходные образцы слоев GaAs и InAs, сильнолегированных Mn, были выращены на подложках полупроводящего GaAs(100) методом импульсного лазерного распыления (в вакууме или в потоке водорода) мишени, составленной из нелегированного GaAs и высокочистого Mn. Для распыления применялся Nd:YAG лазер LQ-529 с длиной волны 532°нм и длительностью импульса $10^\circ\text{--}12^\circ\text{нс}$. Пучок сфокусирован в пятно площадью около 1.2°мм^2 , плотность энергии в распыляющем импульсе составляла $\sim 17^\circ\text{Дж/см}^2$. Толщина нанесенного слоя, в основном, зависела от времени нанесения и составляла от 30 до 185°нм . Варьировалась температура выращивания (T_g) и содержание Mn (Y_{Mn}). При выращивании слоя GaAs:Mn лучшие результаты получены для $T_g = 350^\circ\text{C}$: наблюдался низкотемпературный аномальный эффект Холла, причем, при $Y_{\text{Mn}} > 0.15$ – с петлей гистерезиса, а также отрицательное магнетосопротивление. Температура Кюри (T_C) повышалась до 40°К при $Y_{\text{Mn}} = 0.23$. Недостаточно высокая концентрация дырок в слоях GaAs:Mn (до $1 \times 10^{19}^\circ\text{см}^{-3}$) свидетельствует о неполной активации введенного Mn.

В экспериментах по лазерному отжигу нанесенных слоев использован эксимерный лазер LPX-200 (ИФМ РАН) на KrF (длина волны 248°нм , длитель-

ность импульса ≈ 30 нс, плотность энергии в импульсе до 0.5 Дж/см². Для определения характеристик слоев использовали методы атомно-силовой микроскопии - АСМ (прибор NT-MDT SolverPro в контактном режиме), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (комплекс Multiprobe RM-Omicron), комбинационного рассеяния света – КРС (установка «Интегра Спектра»), а также измерения гальваномагнитных свойств в диапазоне температур 10 – 300 К и намагниченности методом переменного градиента магнитного поля при 300 К.

Результаты эксперимента

Показано, что при энергии импульса эксимерного лазера > 230 мДж/см² концентрация дырок в слоях GaAs:Mn увеличивается на порядок величины, до 3×10^{20} см⁻³ (для $Y_{Mn} = 0.13$). Отрицательное магнетосопротивление и аномальный эффект Холла с петлей гистерезиса сохраняются вплоть до 100 К (рис.1 и 2); намагниченность насыщения увеличивается почти на порядок величины.

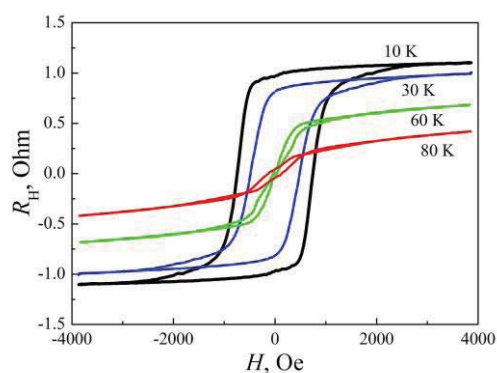


Рис. 1. Эффект Холла для слоя GaAs:Mn толщиной $d = 185$ нм, выращенного при 350 °С, $Y_{Mn} = 0.13$ и отожженного импульсом эксимерного лазера с энергией 290 мДж/см²

Спектры КРС в результате отжига эксимерным лазером существенно трансформируются: вместо линий, соответствующих LO- и TO-фононам, доминирует связанная фонон-плазменная мода, свидетельствующая о высокой ($> 2 \times 10^{20}$ см⁻³) концентрации свободных носителей. В результате лазерного отжига по данным АСМ улучшается морфология поверхности.

Значительные изменения в результате лазерного отжига наблюдаются и для слоев InAs:Mn: увели-

чение более чем на порядок величины концентрации дырок (от 7×10^{18} для нанесенного слоя до 3×10^{20} см⁻³ для отожженного с энергией импульса эксимерного лазера 230 мДж/см²), появление отрицательного магнетосопротивления и петли гистерезиса на магнитолевой зависимости эффекта Холла вплоть до 80 – 100 К.

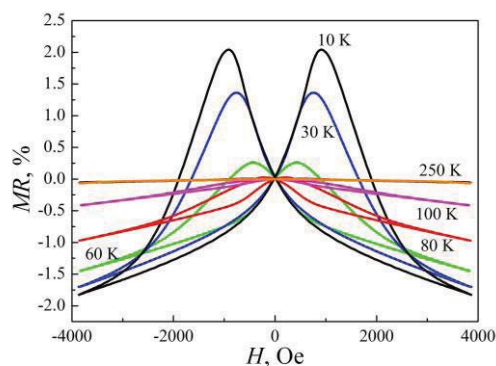


Рис. 2. Магнетосопротивление при различных температурах для слоя GaAs:Mn толщиной $d = 185$ нм, выращенного при 350 °С, $Y_{Mn} = 0.13$ и отожженного импульсом эксимерного лазера с энергией 290 мДж/см²

Таким образом, отжиг импульсом эксимерного лазера может использоваться для модифицирования магнитных полупроводниковых слоев GaAs:Mn и InAs:Mn и активирования в них косвенного ферромагнитного обмена с участием свободных дырок.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания - проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России и Программы фундаментальных исследований ОФН РАН II.4 «Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника» (тема 31).

Литература

1. H. Ohno // Science, V. 281, 951 (1998).
2. S. Zhou // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 48, 263001 (2015).
3. A.V. Kudrin, A.V. Shvetsov, Yu.A. Danilov et al. // Phys. Rev. B, V. 90, 024415 (2014).
4. Yu.A. Danilov, V.P. Lesnikov, Yu.N. Nozdrin et al. // J. Magm. Mater., V. 300, e28 (2006).

Распространение спиновых волн в ферритовых пленках с метаповерхностью

С.Л. Высоцкий^{1,2}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, В.К. Сахаров¹, Г.М. Дудко¹, А.В. Кожевников¹, С.А. Никитов^{2,3}, Н.Н. Новицкий⁴, А.И. Стогний⁴, 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 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009.

4 ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», Бровки, 19, Минск, 220072.

* yuri.a.filimonov@gmail.com

Рассмотрено распространение дипольных поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в пленках железиттриевого граната с метаповерхностью, сформированной либо за счет вытравливания субволновой периодической структуры, либо за счет наложения на пленку субволновой решетки магнитных микрочастиц. Обсуждаются эффекты фильтрации и дисперсионные свойства ПМСВ в таких структурах. Рассматривается влияние поверхностной метаструктуры на основное состояние пленки и на формирование в спектре поглощения пленки линий, демонстрирующих линейную полевую зависимость в широком интервале полей подмагничивания.

Введение

Метаповерхности (МП) -двумерные аналоги метаматериалов – определяются как тонкие, по сравнению с длиной падающей волны, субволновые решетки из структурных элементов [1,2]. Такие поверхности широко исследуются с точки зрения управления распространением электромагнитных и акустических волн [1,2]. Цель данной работы исследовать особенности распространения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в пленках железиттриевого граната (ЖИГ) с метаповерхностью, сформированной либо за счет вытравливания на поверхности пленки субволновой периодической структуры, либо за счет наложения на пленку субволновой периодической решетки магнитных микрочастиц.

Результаты

Эксперименты выполнялись с со структурами на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ толщиной $d \approx 7,7$ мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M \approx 1750$ Гс и шириной линии ФМР $2\Delta H \approx 0,5$ Э. В первом случае на поверхности пленки с помощью технологий фотолитографии и ионного травления формировалась периодическая решетка из канавок шириной 4 мкм, глубиной 1 мкм, расположенных с периодом $\Lambda \approx 7$ мкм. Анизотропия формы декорированной травлением поверхности приводит к динамическому закреплению поверхностных спинов и гибридизации ПМСВ с вытекающими обменными спиновыми волнами [3]. Такие пленки ЖИГ с суб-

волновой поверхностной структурой по аналогии с [1] можно рассматривать как пример ферромагнитных пленок с «вытекающей метаповерхностью». В условиях, когда вытекающие обменные волны способны испытывать многократный пробег по толщине пленки и находиться в «синхронизме» с поверхностной структурой, потери ПМСВ резонансно растут, а в дисперсии формируются аномальные участки, см. рисунки 1,2. При этом характер взаимодействия ПМСВ с вытекающими модами существенно определяется углом θ между направлением магнитного поля H и канавок. В геометрии Лауэ ($\theta \approx 90^\circ$, рисунок 2) распространение ПМСВ в структуре с «вытекающей метаповерхностью» сопровождается резонансным взаимодействием с обменными модами поперечно намагниченных субволновых каналов, которые формируются под влиянием статических полей размагничивания под вытравленными канавками (рисунок 2(в)). При этом частоты на которых наблюдается поглощение (отмечены звездочками на рисунке 2(а)) или прохождение сигнала ПМСВ, по аналогии, например, с [4], можно связать с формированием антиборрманновских и боррманновских мод структуры.

В рамках подхода, основанном на модели эффективной среды [5], показано, что положение длинноволновой границы спектра и характер дисперсии ПМСВ в пленках с «вытекающей метаповерхностью» вне резонансных частот хорошо описывается моделью однородной пленки с усредненным по периоду магнитным полем. Показано, что поверхностная

микроструктура снижает требования к величинам поля подмагничивания при намагничивании вдоль оси канавок. При этом в спектре поглощения пленки (S11) возникает линия на частоте коротковолновой границы спектра ПМСВ $f_s = \gamma(H + 2\pi M)$, которая имеет линейную зависимость от поля H (рисунок 3), что может представлять интерес для создания датчиков магнитного поля.

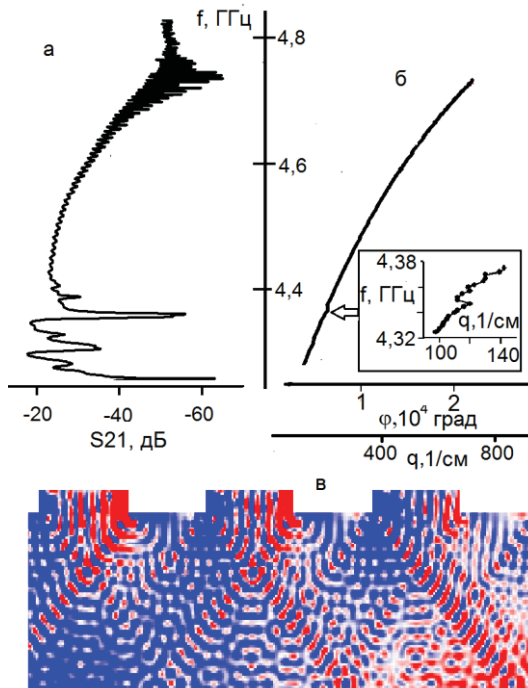


Рис. 1. Зависимость $S_{21}(f)$ (а), $\varphi(f)$ (б), на вставке участок дисперсионной зависимости и «мгновенная фотография» распределения СВЧ компоненты намагниченности (в), $\theta = 0$

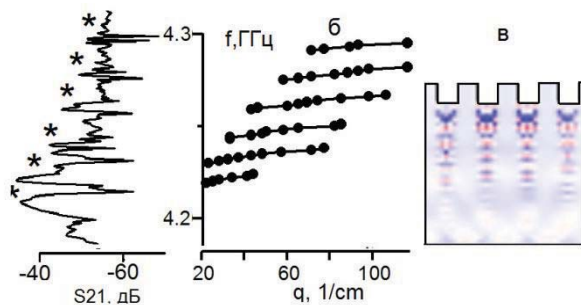


Рис. 2. (а) Зависимость $S_{21}(f)$, (б) дисперсионная зависимость, (в) «мгновенная фотография» распределения СВЧ компоненты намагниченности на частотах антиборрмановских мод, отмечены звездочками на рисунке (а), $\theta = 90^\circ$

Во втором случае на поверхности пленки ЖИГ располагалась решетка из полосок ЖИГ толщиной 1 мкм, шириной 6 мкм и периодом 12 мкм. В этом случае в спектре передачи структуры $S_{21}(f)$ формируется полоса резонансного поглощения, рисунок 4. В приближении «эффективной среды» [5], полоса погло-

щения может рассматриваться как результат резонансного взаимодействия ПМСВ с модой тонкой пленки с эффективными параметрами, а сама композитная структура может быть рассмотрена как пленка с «резонансной метаповерхностью» [1].

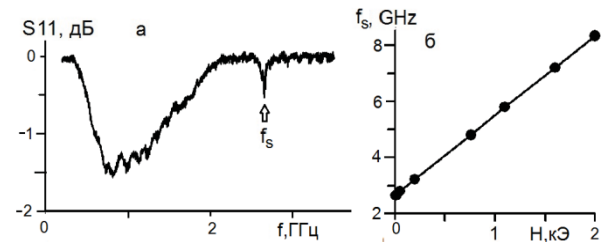


Рис. 3. Зависимость $S_{11}(f)$ при $H=10$ Э (а) и зависимость частоты $f_s(H)$ (б), $\theta=0$

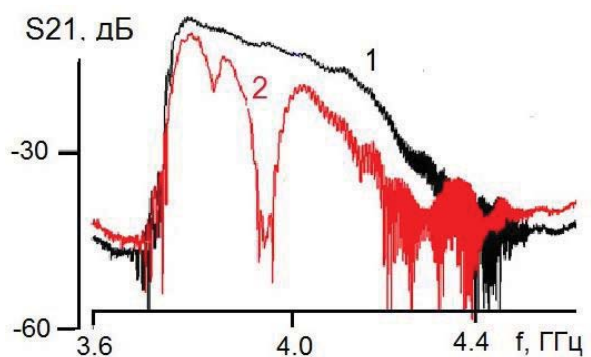


Рис. 4. Зависимость $S_{21}(f)$ для пленки ЖИГ толщиной 7,7 мкм (кривая 1) и контактной структуры пленка ЖИГ+решетка из полосок ЖИГ толщиной 1 мкм, шириной 6 мкм, период 12 мкм *кривая 2), $H=700$ Э, $\theta=0$

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 16-57-00153 Бел-а, № 17-07-01452-а и гранта БНФ № Ф16P086.

Литература

1. S. B. Glybovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, C. R. Simovski. // Phys. Rep., V.634, P.1–72, 2016.
2. H.-T. Chen, A. J. Taylor, N. Yu, // Rep. Prog. Phys. V. 79, P. 076401, 2016.
3. С.Л. Высоцкий, С.А. Никитов, Ю.А. Филимонов // ЖЭТФ. 2005. Т.128. Вып.3(9). С.636–644.
4. I. E. Razdol'skii, T. V. Murzina, O. A. Aktsipetrov, M. Inoue // JETP Letters, 2008. V. 87, p. 395–398
5. X.-Z. Wang, D.R. Tilley. //PRB, V.50, p.13472, 1994.

Движение доменов и доменных границ при импульсном фотонамагничивании

М.В. Герасимов¹, М.В. Логунов^{1,2,*}, С.А. Никитов², Ю.Н. Ноздрин³,
А.В. Спирин¹, И.Д. Токман^{3,4}

¹ Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва, ул. Большевикская, д. 68, Саранск, 430005.

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, корп. 7, Москва, 125009.

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

⁴ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*logunov@cplire.ru

Рассмотрены механизмы фотонамагничивания, приводящие к движению доменных границ (ДГ) и перестройке доменной структуры в магнитных кристаллах и пленках. Предложена методика регистрации динамических смещений ДГ с пространственным и временным разрешением 5 нм и 1 нс соответственно. Продемонстрирована возможность управления смещением ДГ в ферромагнетике под действием одиночного лазерного импульса с циркулярной поляризацией.

Введение

Интерес к исследованию локальных смещений доменов в значительной степени обусловлен разработкой устройств спинтроники с нанометровыми размерами компонентов. Доменные границы (ДГ) рассматриваются как ключевые элементы спинволновых устройств обработки информации: источников спиновых волн, наноантенн, нановолноводов и устройств управления параметрами спиновых волн. Положением и параметрами ДГ обычно управляют с помощью магнитного поля, а в проводящих материалах – и с помощью электрического тока.

Гораздо более высокую степень локализации воздействия на ДГ потенциально могли бы обеспечить лазерные импульсы, особенно в паре с плазмонными элементами. Изменение свойств магнетиков под действием света привлекает внимание многих исследователей (см. обзоры [1,2]). Теоретически показано, что при воздействии света возможно движение ДГ, изменение структуры ДГ, коллапс доменов [3,4]. Тем не менее, попытки обнаружить результаты воздействия на ДГ одиночных лазерных импульсов не давали результатов. Лишь в работе [5] с помощью рентгеновского лазера было обнаружено изменение структуры неподвижной ДГ. В данной работе экспериментально продемонстрирована возможность управления смещением ДГ в ферромагнетике под действием одиночного пико- или наносекундного лазерного импульса с циркулярной поляризацией.

Методика эксперимента

Реализация эксперимента стала возможной благодаря разработанной методике регистрации нанометровых динамических смещений доменных границ с помощью дифракционного и индукционного методов одновременно (рис. 1) с пространственным и временным разрешением 5 нм и 1 нс соответственно.

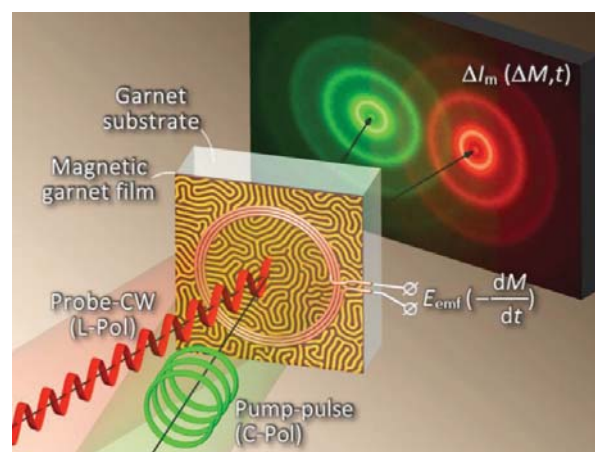


Рис. 1. Схема эксперимента

Исследуемый образец – плёнка феррита-граната с доменной структурой на прозрачной подложке. Импульс лазера с циркулярной поляризацией ($\lambda = 527$ нм) направлен перпендикулярно поверхности плёнки, вдоль оси магнитной анизотропии. Луч лазера с линейной поляризацией ($\lambda = 632$ нм) использован для регистрации изменения состояния доменных границ дифракционным методом. На поверхности плёнки размещена плоская катушка –

датчик для реализации индукционного метода исследования [6].

Для повышения чувствительности при регистрации сигналов фотонамагничивания применяли пространственную фильтрацию выходного оптического потока с использованием Фурье-образа доменной структуры и дифракционных максимумов высоких порядков, регистрацию импульсной переходной реакции в режиме реального времени, накопление и обработку сигналов фотонамагничивания.

Результаты и обсуждение

Зарегистрированы сигналы фотонамагничивания, отражающие временную эволюцию изменения намагниченности M (рис. 2). Предложен способ выделения в сигнале фотонамагничивания двух вкладов: зависящего от направления циркулярной поляризации лазерного импульса (рис. 2.а) и не зависящего от её направления (рис. 2.с). Коэффициент заполнения доменной структуры ρ изменяется от 0,5 в отсутствие внешнего магнитного поля H_b (рис. 2.а; ширина соседних доменов одинакова, как на рис. 1), до 1 при H_b , превышающем поле коллапса доменов (рис. 2.с, плёнка в монодоменном состоянии). В диапазоне $0,5 < \rho < 1$ в сигнале фотонамагничивания присутствуют оба вклада (рис. 2.б). Показано, что импульсы фотонамагничивания, отражающие поляризационно-зависимый и поляризационно-независимый вклады, отличаются по форме, и более чем на два порядка – по длительности. Форма импульсов для обоих вкладов не изменяется при изменении магнитного поля. Амплитуда импульсов для поляризационно-зависимого вклада является чётной, а для поляризационно-независимого – нечётной функцией магнитного поля.

Показано, что поляризационно-зависимый эффект при фотонамагничивании под действием лазерного импульса с циркулярной поляризацией определяется движением ДГ. Иницированное лазерным импульсом движение ДГ происходит в три этапа, носит инерционный характер и продолжается в течение времени, более чем на порядок превышающем длительность лазерного импульса (рис. 2.а). Направлением движения ДГ можно управлять, изменяя направление циркулярной поляризации лазерного луча.

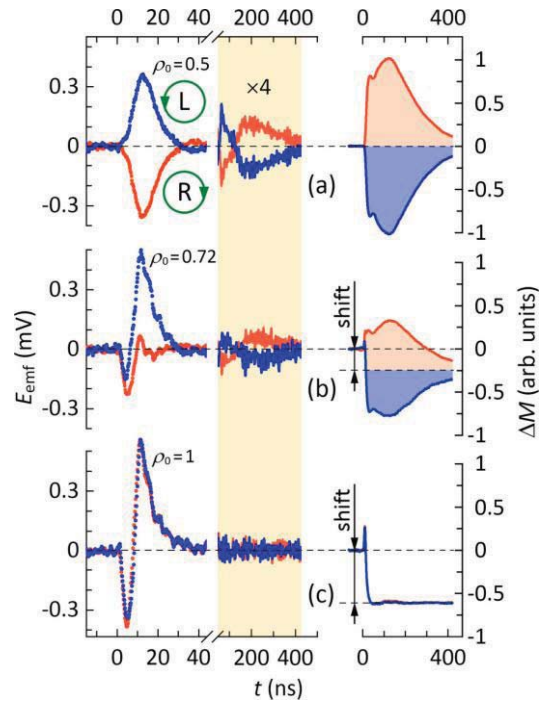


Рис. 2. Сигналы фотонамагничивания в дифференциальной форме (слева) и после интегрирования (справа) в зависимости от коэффициента заполнения ρ

Использование импульсов лазера для управления положением и параметрами ДГ позволяет локализовать изменения в положении и/или структуре ДГ, имеющих ширину, как правило, от 10 до 50 нм. Это открывает новые возможности для разработки быстродействующих реконфигурируемых наноразмерных устройств спинтроники и спин-фотоники.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-02-03046 и 15-07-08152А.

Литература

1. В.Ф. Коваленко, Э.Л. Нагаев // УФН, Т. 148, 561 (1986).
2. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, T. Rasing // Rep. Prog. Phys., V. 76, 026501 (2013).
3. Г.М. Генкин, И.Д. Токман // ФТТ, Т. 25, 2206 (1983).
4. А.Ф. Кабыченок // ФТТ, Т. 36, 806 (1994); Письма в ЖТФ, Т. 33, 45 (2007).
5. B. Pfau, S. Schaffert, L. Muller et al. // Nat. Commun., V. 3, 1100 (2012).
6. M.V. Gerasimov, M.V. Logunov, A.V. Spirin et al. // Phys. Rev. B, V. 94, 014434 (2016).

Спиновая динамика и обменное взаимодействие в системе с колоссальным магнитосопротивлением $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$

В.В. Глушков^{1,2,*}, А.Н. Самарин¹, М.И. Гильманов², А.В. Семенов¹, А.В. Богач¹,
А.В. Духненко³, А.В. Кузнецов⁴, А.В. Левченко³, Н.Ю. Шицевалова³,
Н.Е. Случанко¹, С.В. Демишев^{1,5}

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 Институт проблем материаловедения им. И. Францевича РАН, ул. Кржижановского, 3, Киев, 03142.

⁴ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.

⁵ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Мясницкая ул., 20, Москва, 101000.

*glushkov@it.gpi.ru

Методом высокочастотного (60 ГГц) электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) исследована спиновая динамика в системе с колоссальным магнитосопротивлением $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ ($0 \leq x \leq 0,039$). В парамагнитной фазе $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ выявлено изменение параметров линейных асимптот ширины линии ЭПР $\Delta H(T) = a + bT$ с резким ростом коэффициента b до значений 18 – 25 Э/К с приближением к магнитоупорядоченному состоянию. При этом температура, отвечающая смене режимов спиновой релаксации в этой концентрированной системе $^8\text{S}_{7/2}$ -ионов, с ростом концентрации гадолиния понижается от $T_0 = 60$ К для EuB_6 до $T_0 = 15$ К для $\text{Eu}_{0,961}\text{Gd}_{0,039}\text{B}_6$. Изменение параметра b связывается с уменьшением интенсивности прямого обмена между локализованными и зонными электронами от $J_{df} = 110$ мэВ для $x = 0$ до $J_{df} = 43$ мэВ для $x = 0,039$ при изменении степени заполнения зоны проводимости с увеличением содержания гадолиния.

Введение

Оптимизация функциональных характеристик материалов и устройств спинтроники требует понимания микроскопических механизмов, определяющих спиновую динамику в магнитных металлах [1]. Прямую информацию о процессах спиновой релаксации дают измерения электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), ширина и положение линии которого зависят от обменного взаимодействия между электронами проводимости и локализованными магнитными моментами (ЛММ) J_{df} и электронной плотности состояний на уровне Ферми $N(E_F)$ [2]. Однако, количественные оценки J_{df} затруднены из-за вклада конкурирующих эффектов кристаллического электрического поля, спин-фононной релаксации, дипольного взаимодействия и релаксации на дефектах решетки [2-3].

Удобной модельной системой для исследования спиновой динамики ЛММ в металлах с малой концентрацией носителей заряда являются системы на основе гексаборида европия. Переход EuB_6 в фазу спин-поляризованного полуметалла под действием внешнего электрического/магнитного поля или деформации открывает возможности для изучения процессов спинового транспорта [4-5]. Сильный

обмен между ЛММ и электронами проводимости ($J_{df} \sim 0,1$ мэВ [5]) способствует формированию магнитных поляронов и появлению эффекта колоссального магнитосопротивления в окрестности температуры Кюри $T_C \sim 15$ К [6-7]. Замещение европия гадолинием приводит к росту концентрации носителей заряда [8], при этом одинаковое магнитное состояние ионов Eu^{2+} и Gd^{3+} ($^8\text{S}_{7/2}$) сводит к минимуму влияние кристаллического электрического поля и вклад спин-орбитального взаимодействия, существенного для редкоземельных металлов [2]. В такой ситуации исследование ЭПР в твердых растворах замещения $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ позволяет проследить эволюцию динамических параметров матрицы магнитных S -ионов при контролируемом заполнении зоны проводимости.

Результаты и обсуждение

В работе представлены результаты измерений ЭПР в $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ ($0 \leq x \leq 0,039$), выполненных при температурах 1,8 – 300 К в магнитном поле до 7 Тл на частоте 60 ГГц. Монокристаллы $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ выращены методом зонной плавки в атмосфере аргона из исходных порошков, синтезированных из оксидов европия и гадолиния (99,99%) и аморфного

бора (99,9%). Содержание гадолиния определялось по данным микронзондового анализа.

Анализ гальваномагнитных и магнитных свойств $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ [9] показал, что рост концентрации гадолиния приводит к переходу от ферромагнитного (ФМ, $x < x_C \sim 0,2$ ат.%) к антиферромагнитному (АФМ, $x > x_C$) основному состоянию. При этом холловская концентрация электронов в парамагнитной фазе $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ определяется содержанием гадолиния и практически не зависит от температуры [9]. Оценки энергии Ферми с учетом изотропной эффективной массы электронов $m_{\text{eff}} \approx 0,2m_0$ [4] и трехкратного вырождения зоны проводимости, расположенной в точке X зоны Бриллюэна, выявили монотонный рост E_F от 82 мэВ для EuB_6 до 0,58 эВ для $\text{Eu}_{0,961}\text{Gd}_{0,039}\text{B}_6$. Большие значения $E_F \gg k_B T$ указывают на вырождение зонных носителей заряда в $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ в исследуемом диапазоне температур.

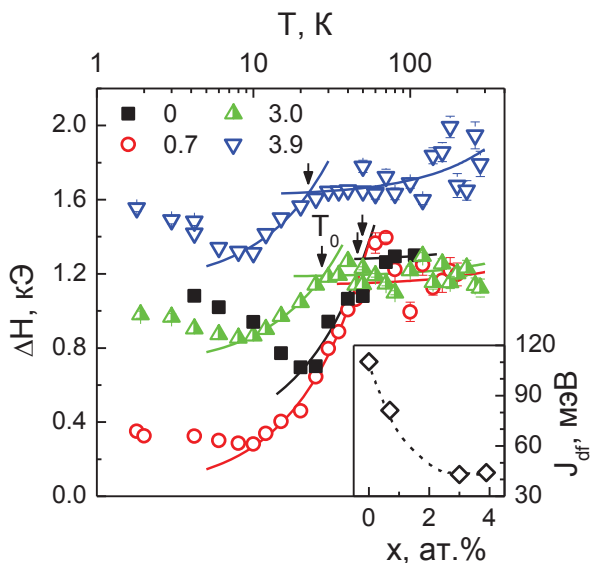


Рис. 1. Температурные зависимости ширины линии ЭПР $\Delta H(T)$ в $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$. Значения концентрации гадолиния приведены в атомных процентах. Линиями представлены асимптотики $\Delta H(T) = a + bT$. Стрелками указаны температуры T_0 , отвечающие смене режима спиновой релаксации в парамагнитной фазе $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$. На вставке приведены значения обмена между 4f-электронами и зонными носителями заряда $J_{\text{df}}(x)$

Измерения ЭПР показали, что коэффициент b , определяющий температурную зависимость ширины линии ЭПР $\Delta H(T) = a + bT$, резко увеличивается при приближении к магнитоупорядоченной фазе (рис.1). Температура, отвечающая смене режимов спиновой релаксации в $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$, с ростом кон-

центрации гадолиния уменьшается от $T_0 = 60$ К для EuB_6 до $T_0 = 15$ К для $\text{Eu}_{0,961}\text{Gd}_{0,039}\text{B}_6$. Большие значения коэффициента $b \sim 18 - 25$ Э/К при $T < T_0$ свидетельствуют о доминирующем вкладе корринговского механизма релаксации ЛММ через электроны проводимости, не перенормированного за счет эффекта «узкого горла» [10]. Наблюдаемое изменение параметра b в ряду $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ позволяет оценить величину J_{df} с учетом значений $N(E_F)$, полученных из холловских измерений. Предполагая равный вклад 4f-электронов $J_{\text{df}} = 1/7 \langle J^2 \rangle^{1/2}$ [5], оценка J_{df} из формулы $b = (\pi k_B / g \mu_B) \langle J^2 \rangle N(E_F)^2$ для корринговской релаксации [2] показывает, что обмен между ЛММ и зонными носителями уменьшается от $J_{\text{df}} = 110$ мэВ для $x = 0$ до $J_{\text{df}} = 43$ мэВ для $x = 0,039$ с заполнением зоны проводимости при увеличении содержания гадолиния в $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 15-02-03166-а) и Программы РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии».

Литература

1. I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma // *Reviews of Modern Physics*, V. 76, 323 (2004).
2. S.E. Barnes // *Advances in Physics*, V. 30, 801 (1981).
3. S. Schaile, H.-A. Krug von Nidda, J. Deisenhofer *et al.* // *Physical Review B*, V. 85, 205121 (2012).
4. H.J. Tromp, P.V. Gelderen, P.J. Kelly *et al.* // *Physical Review Letters*, V. 87, 016401 (2001).
5. J. Kim, W. Ku, C. Lee *et al.* // *Physical Review B*, V. 87, 155104 (2013).
6. S. Süllow, I. Prasad, M.C. Aronson *et al.* // *Physical Review B*, V. 62, 11626 (1999).
7. V. Glushkov, A. Bogach, S. Demishev *et al.* // *Physica B*, V. 403, 820 (2008).
8. G.E. Grechnev, A.V. Logosha, A.S. Panfilov *et al.* // *Journal of Alloys and Compounds*, V. 511, 5 (2012).
9. V.V. Glushkov, A.N. Samarin, M.I. Gilmanov *et al.* // *physica status solidi (b)*, DOI: 10.1002/pssb.201600571 (2016).
10. H. Luft, K. Baberschke, K. Winzer // *Zeitschrift für Physik B*, V. 47, 195 (1982).

Ферромагнитный резонанс доменной стенки в системе нанопроволока – наночастица

Р.В. Горев¹, 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

Приводятся результаты микромагнитного моделирования вынужденных высокочастотных колебаний намагниченности в планарной ферромагнитной системе, состоящей из магнитостатически связанных нанопроволоки и наночастицы. Обсуждается возможность перестройки спектра данной системы за счет введения в нанопроволоку доменной стенки, стабилизированной магнитным полем наночастицы. Анализируются зависимости частоты и амплитуды резонансных колебаний доменной стенки от геометрических параметров системы.

Введение

В последнее время большое внимание уделяется изучению ферромагнитного резонанса (ФМР) доменных стенок (ДС) в тонкопленочных ферромагнитных структурах в связи с возможностью их использования в приборах СВЧ электроники на основе планарных волноводов. Модельными объектами для исследований в этой области являются ферромагнитные нанопроволоки (НП) с уединенными ДС, резонансные колебания в которых возбуждаются спин-поляризованным током или внешним магнитным полем. Характеристики резонанса ДС существенно зависят от геометрических параметров НП и от способа пиннинга ДС. В настоящей работе рассматриваются варианты пиннинга, основанные на магнитостатическом взаимодействии ДС с локальными магнитными полями рассеяния систем однодоменных наночастиц (НЧ), расположенных вблизи НП [1,2]. В этом случае можно изменить профиль потенциальной энергии ДС за счет изменения пространственного расположения и магнитного состояния систем НЧ и тем самым варьировать в достаточно широких пределах СВЧ свойства НП с ДС.

Результаты и обсуждение

В данной работе методами микромагнитного моделирования исследовался ФМР в планарной системе, состоящей из НП и НЧ, расположенной перпендикулярно оси НП. Латеральные размеры нанопроволоки и наночастицы составляли 1000×100 нм и 300×100 нм соответственно. Зазор между частицей и проволокой (d) был равен 60 нм. Поскольку тип доменной стенки существенно зависит от толщины нанопроволоки, расчеты проводи-

лись для двух толщин: 20 нм (поперечная доменная стенка) и 40 нм (вихревая доменная стенка). Моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности образца с использованием программного пакета OOMMF. Расчеты проводились для системы из пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) со следующими параметрами: намагниченность насыщения $8 \cdot 10^5$ А/м, обменная константа $1.3 \cdot 10^{-11}$ Дж/м, параметр диссипации 0.01. Первоначально система приводилась в состояние равновесия, после чего к ней прикладывалось переменное магнитное поле, направленное вдоль нанопроволоки, и регистрировалась амплитуда установившихся колебаний. Частота возбуждающего СВЧ поля ν изменялась в диапазоне от 0 до 14 GHz с шагом 0.1 GHz. Для анализа спектров колебаний строились частотные зависимости средней по системе амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности:

$$|\vec{m}| = \sqrt{m_x^2 + m_y^2 + m_z^2}.$$

Для анализа модового состава резонансов рассматривались временные реализации пространственных распределений амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности при накачке на резонансных частотах.

На рис. 1а представлен спектр вынужденных колебаний намагниченности для системы НП-НЧ (толщиной 20 нм) с поперечной ДС. Из анализа пространственных распределений следует, что пики 1, 2, 5, 9 определяются резонансами намагниченности в НП, в то время как пики 3, 4, 6, 7, 8 резонансами в НЧ. Резонанс на частоте 0.76 GHz обусловлен локализованными колебаниями ДС. Пространственное распределение интенсивности данной моды колебаний приведено на вставке рис. 1а.

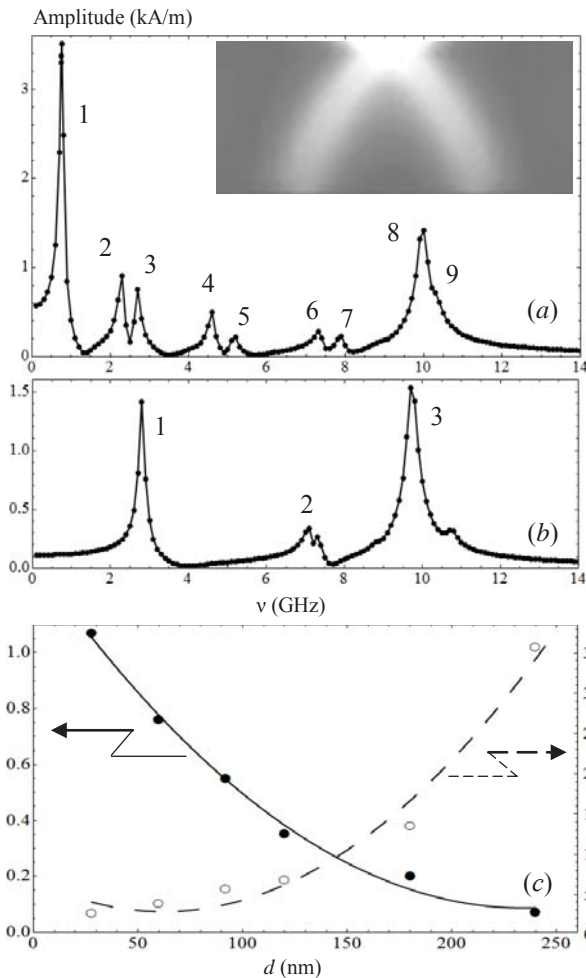


Рис. 1.

Максимум колебаний реализуется вблизи края НП. Спектр колебаний для той же системы, но без ДС показан на рис. 1*b*. Пики 1-3 в этом случае связаны только с резонансами в НЧ. Резонансы в НП при таком способе накачки не возбуждаются.

Интенсивность и положение резонанса поперечной ДС, могут варьироваться в довольно широких пределах посредством изменения величины зазора между НЧ и НП (рис. 1*c*). При расстояниях $d > 250$ nm поперечная ДС уже не удерживается полем НЧ и выходит из НП.

На рис. 2*a* приведен спектр колебаний системы НП-НЧ (толщиной 40 nm) с вихревой ДС. В этом случае пики 1, 3, 9 определяются резонансами намагниченности в НП, в то время как пики 2, 4, 7, 8 резонансами в НЧ. Основной резонанс ДС (пик 1) наблюдается на частоте 0.3 GHz. Значительный рост интенсивности этого резонансного пика связан, по-видимому, с увеличением объема области ДС. Пространственное распределение амплитуды резонанса для этого случая (см. вставку рис. 2*a*) показывает, что в данном колебании участвуют три области НП.

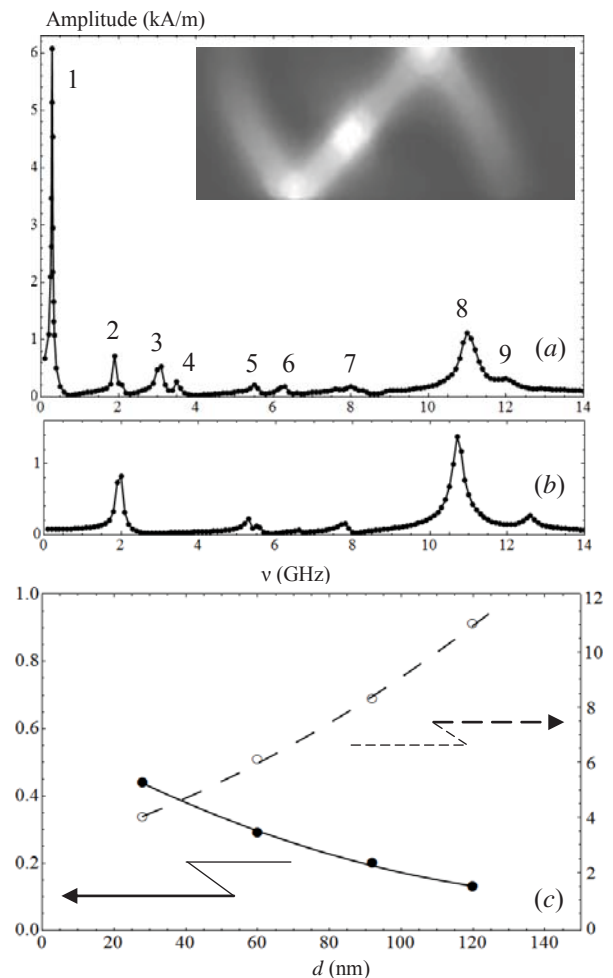


Рис. 2.

Одна область связана с центром (кором) вихря, а две другие обусловлены участками вблизи края НП с намагниченностью, напоминающей поперечные доменные стенки слева и справа от вихря. При намагничивании системы вдоль оси НП вихревая ДС выходит из НП и, соответственно, пропадает интенсивный пик, связанный с колебаниями ДС (см. рис. 2*b*). Интенсивность и положение резонансного пика вихревой ДС также могут варьироваться посредством изменения величины зазора между НЧ и НП (рис. 2*c*).

С практической точки зрения, структуры подобного типа могут применяться в качестве переключаемых элементов в устройствах СВЧ электроники на основе планарных волноводов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-02-10254).

Литература

1. V.L. Mironov, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov et al. // *Physical Review B*, V. 85, 144418 (2012).
2. V.L. Mironov, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov // *IEEE Trans. Magn.* V. 52, 1100607 (2016).

Спин-волновые резонансы магнитных скирмионов в пленках с пространственно модулированной анизотропией

Р.В. Горев¹, М.В. Сапожников¹, 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

Приводятся результаты микромагнитного моделирования вынужденных высокочастотных колебаний намагниченности решеток магнитных скирмионов, стабилизированных в магнитных пленках с пространственно модулированной величиной перпендикулярной анизотропии. Обсуждается возможность перестройки спектра колебаний таких систем при перемагничивании во внешнем магнитном поле.

В последнее время большое внимание уделяется изучению свойств магнитных скирмионов в магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией [1,2]. В частности, нами недавно было показано, что магнитные скирмионы в таких пленках могут быть стабилизированы посредством локального изменения величины параметра анизотропии при облучении фокусированным пучком ионов He [3]. В настоящей работе методами микромагнитного моделирования исследовались вынужденные колебания намагниченности пленок с пространственно модулированной константой анизотропии. Геометрия системы представлена на рис. 1: толщина пленки 7.5 нм, диаметр модифицированных областей 100 нм, период решетки 200 нм. Моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности образца с использованием пакета OOMMF. Материальные параметры модельной системы выбирались соответствующими многослойной пленке Co/Pt: намагниченность насыщения 2×10^5 А/м, обменная константа 0.25×10^{-12} Дж/м, константа анизотропии $K_0 = 3.65 \times 10^4$ Дж/м³, константа анизотропии модифицированной области $K_1 = 2.38 \times 10^4$ Дж/м³, параметр диссипации 0,01. В модельных экспериментах регистрировалась амплитуда установившихся колебаний под действием переменного магнитного поля, направленного вдоль поверхности образца. Частота возбуждающего СВЧ поля ν изменялась в диапазоне от 0 до 6 ГГц. Для анализа спектров колебаний строились частотные зависимости средней по системе амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности:

$$m = (m_x^2 + m_y^2 + m_z^2)^{1/2}.$$

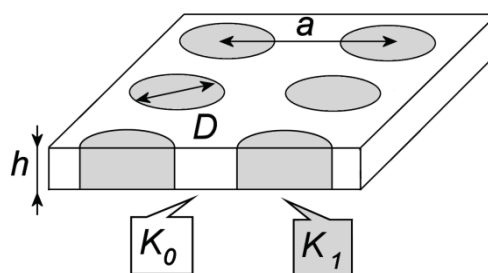


Рис. 1.

Для анализа модового состава резонансов рассчитывались временные реализации пространственных распределений амплитуды колебаний всех компонент переменной составляющей намагниченности при накачке на резонансных частотах.

На рис. 2 представлен спектр вынужденных колебаний перпендикулярно намагниченной пленки и пространственные распределения амплитуд колебаний величин m и m_x , соответствующие пикам в спектре. Распределение амплитуд показывает, что пик 1 соответствует однородной прецессии (резонанс нулевого порядка) намагниченности в модифицированной области. Пики 2 и 3 соответствуют резонансам первого и второго порядка. Интенсивный пик 4 связан с резонансом пленки, окружающей модифицированную область.

При перемагничивании структуры в противоположно направленном поле в ней формируется скирмионное состояние, когда намагниченности цилиндрических областей и остальной пленки направлены в противоположных направлениях [3]. Спектры и моды колебаний для этого случая приведены на рис. 3. Пики 1 и 2 связаны с резонансными колебаниями доменной стенки.

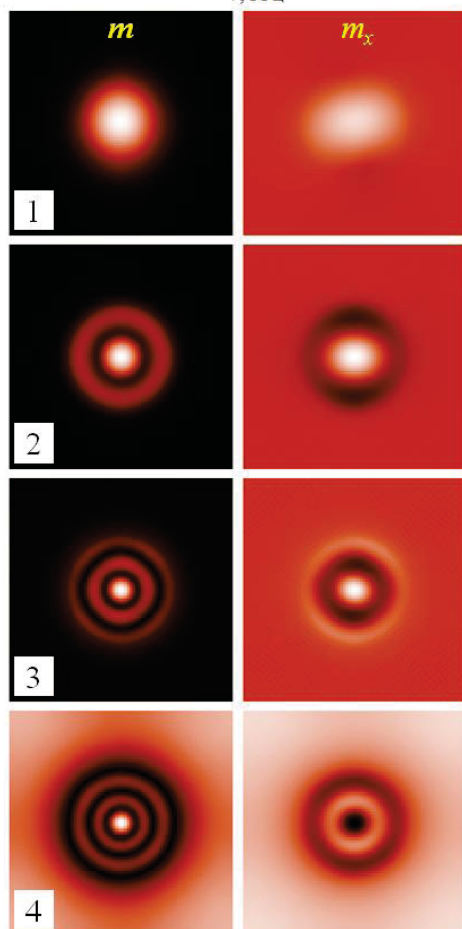
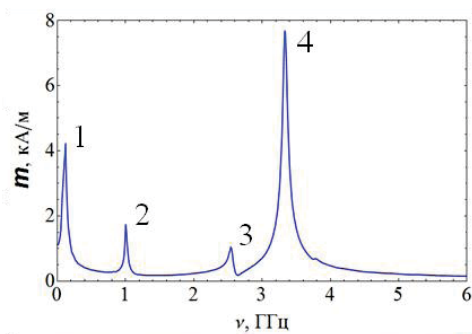


Рис. 2.

Пик 3 соответствует однородной прецессии намагниченности модифицированной области. Пик 4 - резонанс высшего порядка, а пик 5 связан с резонансом пленки, окружающей модифицированную область.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-02-10254).

Литература

1. L. Sun, R. X. Cao, B. F. Miao *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* V. 110, 167201 (2013).

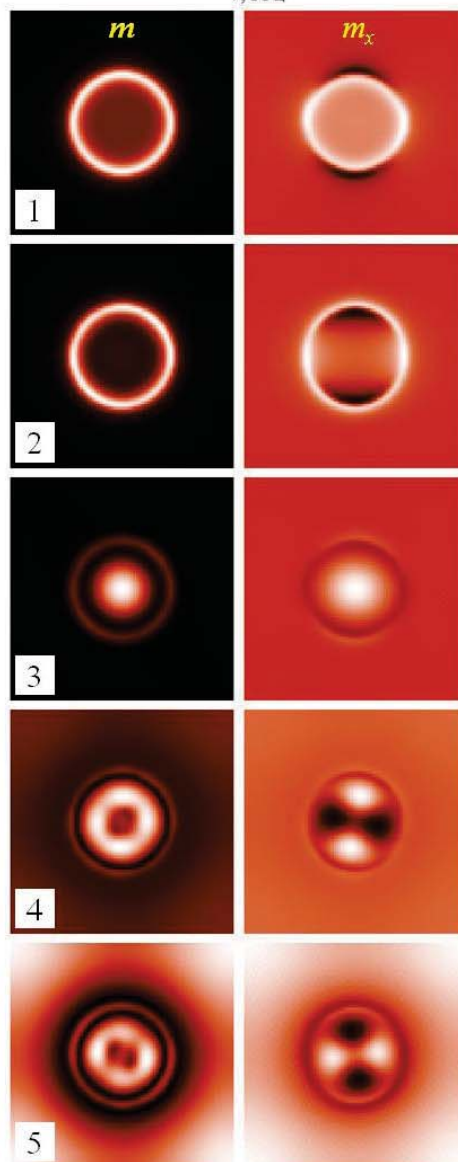
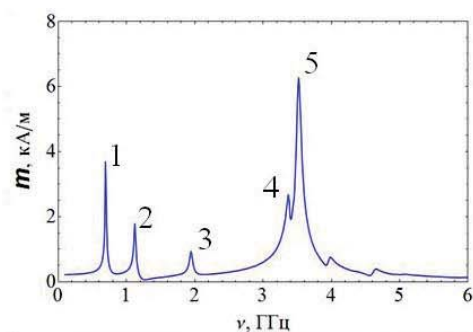


Рис. 3.

2. A.A. Fraerman, O.L. Ermolaeva *et al.* // *J. Magn. Magn. Mar.* V. 393, 452 (2015).

3. M.V. Sapozhnikov, S.N. Vdovichev, O.L. Ermolaeva *et al.* // *APL*, V. 109, 042406 (2016).

Ферромагнитный резонанс в планарных массивах взаимодействующих микрополосок

Р.В. Горев¹, Р.Р. Якубов², Е.В. Скороходов¹, С.Н. Вдовичев¹, В.Л. Миронов^{1,2},
Е.С. Демидов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

² ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

Обсуждаются спектры ферромагнитного резонанса для систем из шести микрополосок $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, упорядоченных в структуру типа «ромашка». Исследована зависимость спектра поглощения СВЧ от ориентации образцов относительно подмагничивающего поля.

В последнее время наблюдается интерес к исследованиям динамических свойств паттернированных ферромагнитных наноструктур [1-4]. В частности, ряд работ посвящен исследованию ферромагнитного резонанса в микрополосках прямоугольной формы [2-4]. Это обусловлено перспективами применения таких объектов в качестве элементной базы СВЧ электроники. В настоящей работе особое внимание уделяется влиянию магнитостатического взаимодействия между микрополосками на их спектр ФМР.

Исследуемые образцы представляли собой массивы из шести магнитостатически взаимодействующих пермаллоевых ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) полосок с размерами $1000 \times 200 \times 30$ нм. Полоски были упорядочены в «ромашку» (рис. 1), расстояние между центрами противоположных полосок составляло 1.3 мкм. Образцы изготавливались методом электронно-лучевой литографии и магнетронного напыления. Маска в резисте формировалась с помощью электронного пучка в растровом электронном микроскопе SUPRA 50VP, оснащенного приставкой для электронной литографии ELPHY PLUS. Затем на полученный рисунок методом магнетронного напыления осаждалась пленка пермаллоя. На финальной стадии массив полосок формировался посредством процедуры «lift-off» в ацетоне.

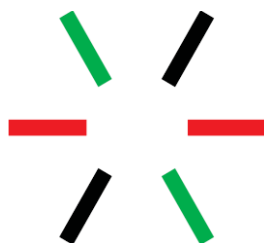


Рис. 1. Схема массива шести ферромагнитных микрополосок, упорядоченных в «ромашку»

Спектры ферромагнитного резонанса были измерены с помощью ЭПР-спектрометра Bruker EMXPlus-10/12. Образец помещался в резонатор спектрометра таким образом, что переменное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца, а подмагничивающее (\mathbf{H}) – параллельно ей. Переменное поле подавалось на собственной частоте резонатора 9.85 ГГц; поле \mathbf{H} изменялось в диапазоне от 0 до 3 кЭ.

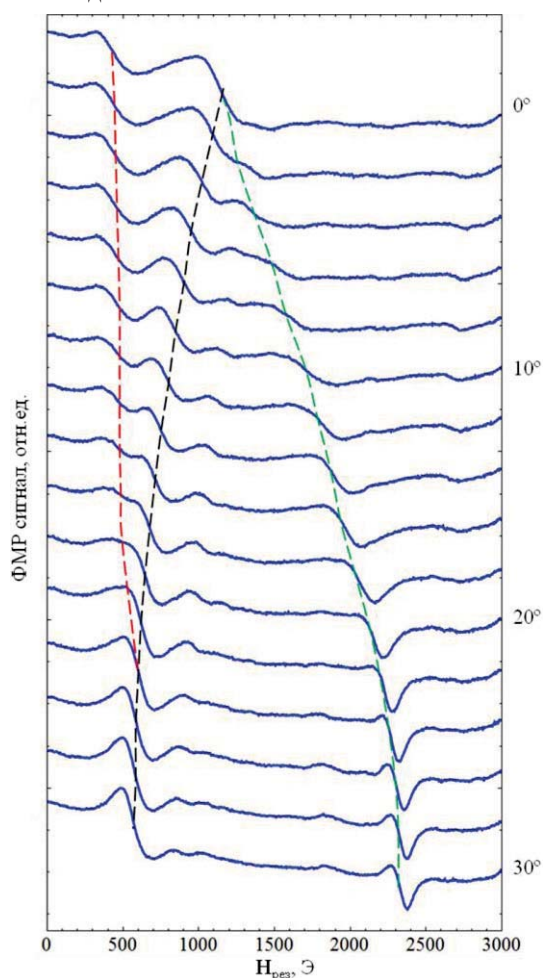


Рис. 2. Спектры ФМР массива микрополосок при различных ориентациях образца относительно поля \mathbf{H}

В эксперименте исследовалась зависимость поглощения от ориентации образца относительно поля \mathbf{H} . Он вращался вокруг нормали к поверхности с шагом 2° , результаты приведены на рис. 2. Начальное положение образца (0°) соответствует ситуации, когда магнитное поле параллельно осям двух полосок, выделенных красным цветом на рис. 1. В этом случае спектр содержит два резонансных пика. Левый пик соответствует резонансу полосок, отмеченных красным цветом. При совпадении направления внешнего магнитного поля с длинной стороной микрополоски резонансное магнитное поле $\mathbf{H}_{\text{рез}}$ минимально. Правый пик соответствует резонансу остальных четырех полосок, их оси составляют с направлением поля \mathbf{H} угол 60° . При повороте образца резонансный пик, связанный с микрополосками, которые отмечены черным цветом на рис. 1, будет смещаться в область низких полей. В то же время пик, связанный с микрополосками, которые отмечены зеленым цветом, будет смещаться в область высоких полей. При повороте образца

на 30° поле будет направлено по биссектрисе угла между осями полосок. В этом случае резонансные пики, связанные с микрополосками, отмеченными черным и красным, сливаются в один. Значение резонансного поля для микрополосок, отмеченных зеленым цветом на рис. 1, достигает максимального значения, т.к. направление внешнего магнитного поля перпендикулярно длинной стороне полоски.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 15-02-04462).

Литература

1. H. Zhang, A. Hoffman, R. Divan and P. Wang // *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 232503 (2009).
2. R. Adam, Yu. Khivintsev, R. Hertel, C. M. Schneider et. al. // *J. Appl. Phys.*, **103**, 07C508 (2008).
3. B. K. Kuanr, R. Lopusnil. L. M. Malkinski et. al. // *J. Appl. Phys.*, **103**, 07C508 (2008).
4. E. V. Skorohodov, R. V. Gorev, R. R. Yakubov, E. S. Demidov et. al. // *JMMM*, 424, 118-121 (2017).

Инверсный магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера на основе Ni-Mn-In

А.Б. Грановский^{1,2*}, Ю.С. Кошкидько³, J. Swik³, В.Н. Прудников¹, Е.А. Ганьшина¹, И.Д. Родионов¹, М.И. Блинов¹

1 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские Горы, Москва, 119991, Россия.

2 Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, 127412, Россия

3 International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, 53-421, Poland.

*granov@magn.ru

Исследуется влияние допирования четвертым элементом на магнитные свойства и инверсный магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера на основе Ni-Mn-In в слабых и сильных полях. В поле до 14 Т методом экстракции определено изменение адиабатической температуры при приложении и циклировании магнитного поля для составов, обладающих различными температурами мартенситного перехода. Показано, что инверсный магнитокалорический эффект возрастает по мере приближения температуры мартенситного перехода к температуре Кюри аустенитной фазы. На основе данных по магнитным, магнитотранспортным, магнитооптическим, термоэлектрическим свойствам обсуждается природа мартенситного перехода в указанных сплавах.

Введение

Сплавы Гейслера Ni-Mn-In вблизи стехиометрического состава $Ni_{50}Mn_{35}In_{15}$, а также допированные четвертым элементом, характеризуются сочетанием необычных свойств, связанных с магнитоструктурным мартенситным переходом (МП) [1]. Одним из таких свойств, является гигантский инверсный магнитокалорический эффект (МКЭ) [1,2]. В последние годы достигнут значительный прогресс в понимании МКЭ при магнитоструктурном переходе [3,4], однако многие вопросы относительно подавления температурного гистерезиса, динамического поведения, воспроизводимости при циклировании в поле, влияния размерных эффектов и предыстории остаются нерешенными. Дискуссионным является и механизм магнитоструктурного мартенситного перехода. В докладе приводятся результаты исследования магнитных, магнитокалорических, магнитотранспортных и магнитооптических свойств четверных сплавов Гейслера Ni-Mn-In-Z, где Z – легирующий элемент, в слабых (до 2 Т) и сильных (до 14 Т) магнитных полях. В качестве легирующих добавок использовались Co, Si, Ag, Al, Cr, В и Vi. Легирование приводит к кардинальным изменениям основных параметров магнитоструктурного перехода и сопутствующих ему свойств сплавов.

Методика эксперимента

Поликристаллические образцы изготовлены методом дуговой плавки в атмосфере аргона из высокочистых материалов (см. детали в [1]). Полученные образцы отжигались 24 ч в вакууме при 850⁰С, а затем медленно охлаждались. Структура образцов определялась методом порошковой рентгеновской дифракции, а состав методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Магнитные измерения выполнены с помощью вибрационного магнитометра (LakeShore), СКВИД-магнитометра (QuantumDesign) и магнитооптического магнитометра. Прямые измерения адиабатического изменения температуры ΔT_{ad} в полях до 1.6 Т проводились на установке MagEqMMS 801 при скорости изменения поля 2Т/с. Для исследования в поле до 14 Т использовались метод экстракции и разработанная Ю.С. Кошкидько и Я. Цвик установка Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур. Сопротивление, магнитосопротивление и сопротивление Холла измерялось в полях до 1.6 Т при 77-320 К на специализированной установке кафедры магнетизма. Магнитооптические спектры в геометрии экваториального эффекта Керра определялись при 0.4-5.0 эВ динамическим методом.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Характерные температуры мартенситного перехода, ширина температурного гистерезиса сильно зависят от нестехиометрии и типа легирующего элемента Z в сплавах Ni-Mn-In-Z, тогда как температура Кюри аустенитной фазы изменяется незначительно. Легирование даже 0.5-1.0% Вили Cr может полностью либо частично подавить МП в зависимости от того какие элементы замещает примесь. Величина ΔT_{ad} в поле до 1.6 Т не превышает -2.0Кв окрестности МП. В сильных полях ΔT_{ad} возрастает в сплавах, в которых температура МП приближается к температуре Кюри аустенитной фазы и достигает -11 Кв поле 14 Т. Полевая зависимость ΔT_{ad} в области МП отличается от таковой для магнитного фазового перехода 2 рода и насыщается в сильных полях. Полученные значения ΔT_{ad} в сильных квазистатических полях методом экстракции при скорости приложения поля от долей секунды до нескольких секунд согласуются с литературными данными для измерений в импульсных полях длительностью несколько микросекунд. Это означает, что процесс роста аустенитной фазы в поле, когда температура образца близка к температуре МП, происходит за времена существенно меньших микросекунды. В то же время обнаружена сильная зависимость ΔT_{ad} (до 40%) от скорости нагрева образцов до приложения поля. Этот эффект иллюстрируется данными Рис. 1. и связывается с тем, что величина ΔT_{ad} в окрестности МП определяется различием намагниченности в мартенситной и аустенитной фазах до приложения поля, то есть сильно зависит от объемной доли зародышей аустенитной фазы в мартенсите, которая в свою очередь связана с предисторией.

МП от кубической аустенитной фазы к менее симметричной мартенситной фазе при понижении температуры может быть энергетически выгодным либо за счет уменьшения плотности электронных состояний на уровне Ферми, то есть вызван уменьшением вклада электронной подсистемы в полную энергию, либо за счет уменьшения магнитного вклада в энергию. Наши исследования магнито-транспортных, магнитооптических и термоэлектрических свойств не подтверждают первый из указанных механизмов. В частности, нами получено, что магнитооптические спектры при МП изменяются только по амплитуде, при этом

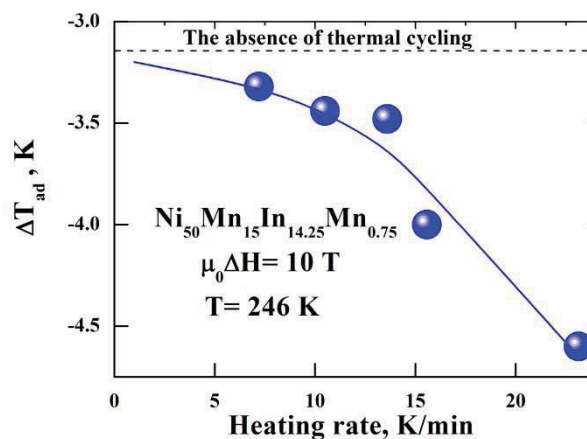


Рис. 1. Зависимость адиабатического изменения температуры ΔT_{ad} от скорости нагрева образцов до температуры 246 К, при достижении которой прикладывалось магнитное поле 10 Т

не изменяется положение спектральных максимумов и минимумов. Так как магнитооптические спектры в видимой области спектра определяются межзонными оптическими переходами, то это означает что электронный спектр не меняется при МП в окрестности уровня Ферми. Коэффициенты нормального и аномального эффекта Холла в четверных сплавах с Si, В и Cr не испытывают резких изменений при МП, что также подтверждает, что электронный механизм не является ответственным за МП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 15-02-01976).

Литература

1. I. Dubenko, N. Ali, S. Stadler *et al.* // in Novel Functional Magnetic Materials, Springer Series in Material Sciences, 2016, pp.41-82.
2. J. Liu, T. Gottschall, K.P. Skokov, O. Gutfleisch, Nature Mater. **11**, 620 (2012).
3. T. Gottschall, K.P. Skokov, F. Scheibel .L. *et al.* // Physical Review Applied, V. **5**, 024013 (2016).
4. T. Gottschall, K. P. Skokov, D. Benke *et al.* // Physical Review B, V. **93**, 184431 (2016).

Моделирование системы анизотропных наночастиц в магнитных жидкостях

А.В. Гудкова^{1,*}, Е.С. Пьянзина¹

¹ Уральский Федеральный Университет, ул. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.
*annagudkova94@gmail.com

В данной работе представлено комплексное исследование системы магнитных анизотропных наночастиц с сильным межчастичным диполь-дипольным взаимодействием, показано влияние изменения параметров системы на микроструктуру и макроскопические свойства.

Введение

В последние годы системы магнитных анизотропных наночастиц привлекают большое внимание тех, кто занимается исследованиями в области дипольных магнитных жидкостей. Такие системы привлекают ученых благодаря способности образовывать различные жидкокристаллические фазы, такие как нематическая, смектическая и другие [1]. Изменяя форму наночастиц и их структуру, можно получать новые материалы с контролируемой микроструктурой и различными макросвойствами. Центральное место в таких исследованиях занимают системы эллипсоидов вращения или сфероцилиндров с точечными дипольными моментами. В данной работе детально исследуется, каким образом анизотропия формы частиц может быть использована для контроля свойств системы, и какое она оказывает влияние на макроотклик системы.

Система наночастиц

В работе рассматриваются эллипсоиды вращения, точечные дипольные моменты которых сонаправлены с главной осью (осью вращения). Такие наночастицы характеризуются диполь-дипольным взаимодействием, при этом магнитный момент m_i всегда находится в центре масс i -ой частицы.

Соотношение полуосей задается параметром $X_0=b/a$, где b это главная ось. Данные параметр показывает, насколько форма эллипсоидальной частицы отличается от сферической. В данной работе были рассмотрены наночастицы со значениями параметра $X_0 = 1.1, 1.4, 1.7, 2.0, 2.3$. Для описания магнитного взаимодействия был использован потенциал U_d :

$$U_d(i, j) = -\left[3(m_i, r_{ij})(m_j, r_{ij})/r_{ij}^5 - (m_i, m_j)/r_{ij}^3\right],$$

где r_{ij} — радиус-вектор двух частиц, $m_{i(j)}$ — магнитный момент частицы $i(j)$. Для описания стерического взаимодействия анизотропных наночастиц использовался потенциал Гей-Берне [2], который широко применяется для исследования несферических частиц. Следует отметить, что этот потенциал учитывает не только расстояние между центрами частиц, но и их ориентацию. Выражение для потенциала Гей-Берне имеет вид:

$$U_{GB} = \begin{cases} 4\varepsilon_0[A^{12}(0) - A^6(0)] + \varepsilon(0), & r_{ij} \leq r_c \\ 0, & r_{ij} > r_c \end{cases}$$

где $A(0) = A(u_i, u_j, \hat{r}_{ij}) = \sigma_0/(r_{ij} - \sigma(u_i, u_j, \hat{r}_{ij}) + \sigma_0)$,

$$\sigma(u_i, u_j, \hat{r}_{ij}) = \sigma_0[1 - \chi/2 \times (\hat{r}_{ij} \cdot u_i + r_{ij} u_j)^2 / (1 + \chi u_i u_j) + (\hat{r}_{ij} \cdot u_i - r_{ij} u_j)^2 / (1 - \chi u_i u_j)]^{-1/2},$$

$$\varepsilon(0) \equiv \varepsilon(u_i, u_j) = \varepsilon_0[1 - \chi^2(u_i u_j)^2]^{-1/2},$$

$$\chi = [X_0^2 - 1][X_0^2 + 1].$$

В данном случае за вектор $\hat{r}_{ij} = r_{ij} / r_{ji} = (r_i - r_j) / r_{ij}$ принимается единичный вектор, коллинеарный вектору, соединяющему центры частиц, а $u_{i(j)}$ — единичный вектор, направленный вдоль главной оси, r_c — критический радиус. Значение параметра σ_0 принимается равным $\sigma_0 = \sqrt{2}D$, где D является диаметром частицы.

Компьютерное моделирование

Для анализа микроскопических структур при различных параметрах, а также для изучения взаимодействия различной интенсивности были проведены компьютерные эксперименты (компьютерные симуляции). При моделировании за единицу измерения длины был взят диаметр эллипсоида в основном поперечном сечении. Для исследования в ши-

роком диапазоне параметров была рассмотрена система, состоящая из 512 частиц. Для всех параметров частиц рассматривались системы с одинаковой числовой плотностью. Во всех симуляциях были приняты периодические граничные условия, вычисления проводились в среде ESPResSo.

Микроструктура системы

На основании данных, полученных в результате компьютерного эксперимента, был проведен кластерный анализ, позволяющий определить средние характеристики образовавшихся в системе агрегатов. Для этого использовалась теория графов. На рисунке 1 представлена зависимость степени заагрегированности системы от магнитного момента при различных значениях параметра $X_0 = 1.1, 1.4, 1.7, 2.0, 2.3$. Концентрация частиц в данном случае $\rho = 0.04$.

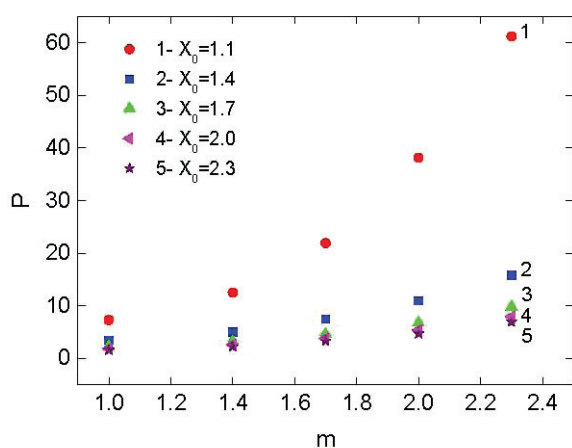


Рис. 1. Зависимость степени заагрегированности системы от магнитного момента

Из данного рисунка видно, что форма частиц оказывает значительное влияние на число частиц, находящихся в кластерах. Если для практически сферических частиц (точки) увеличение магнитного момента оказывает очень сильное влияние на заагрегированность системы (см. крайние точки), то для достаточно вытянутых частиц (звездочки), магнитный момент практически не оказывает влияния на поведение системы, и она остается изотропной. Аналогичное поведение наблюдается и для средней длины кластера.

Наглядное представление полученных кластеров представлено на рисунке 2, при следующих пара-

метрах системы: концентрация $\rho = 0.04$, $X_0 = 2.3$, квадрат магнитного момента $m^2 = 5$.

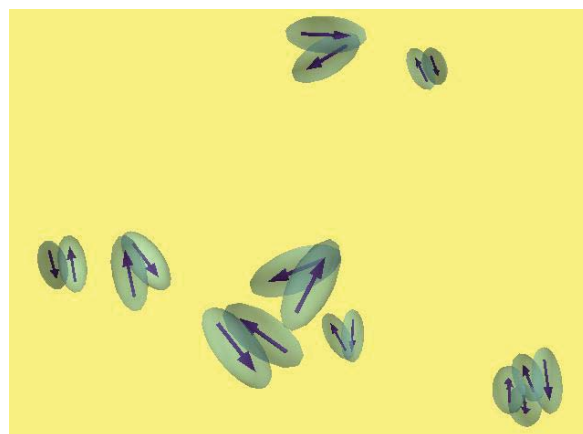


Рис. 2. Микроструктура системы магнитных анизотропных частиц при $X_0 = 2.3$ (изображены только кластеры)

Результаты и выводы

После изучения микроструктуры системы были рассмотрены ее макроскопические параметры. Был проведен анализ радиальных функций распределения, внутреннего давления и начальной восприимчивости при конечной температуре для различных концентраций, величины магнитного момента и отношения полуосей. Выявлено, что для широкого спектра величины дипольного момента и концентрации частиц образование кластеров становится менее выраженным, если отношение полуосей растет, при этом возрастает внутренне давление, а начальная восприимчивость уменьшается.

Микроструктура системы существенно меняется с изменением параметров частиц (как формы, так и величины магнитного момента) и характеристик всей системы. Это может оказаться очень важным фактором для исследований в медицине, когда сильный магнитный отклик наночастиц должен сочетаться с отсутствием значительного кластерообразования.

Литература

1. F. Chami and M. R. Wilson. // J. Am. Chem. Soc. 132, 7794 (2010).
2. S. Kantorovich, E. Pyanzina, C. De Michele and F. Sciortino. // Soft Matter 9, 4412 (2013).

Лоренцева электронная микроскопия магнитных наноструктур

С.А. Гусев¹, М.Н. Волочаев², Н.С. Гусев¹, А.В. Широкова¹, Ю.В. Петров³,
Е.В. Скороходов¹, Д.А. Татарский¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

² Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск

³ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург.

*gusev@ipmras.ru

В докладе обсуждаются некоторые возможности по применению метода Лоренцевой электронной микроскопии для диагностики магнитных состояний, определения материальных магнитных параметров и наблюдения динамики перемагничивания в наноструктурах с неоднородными распределениями намагниченности. Приведены первые результаты предварительных экспериментов по исследованию магнитных наноструктур, сформированных в ИФМ РАН с помощью электронной и ионной нанолитографии.

Введение

Методы электронной микроскопии (ЭМ), основанные на измерении фазовых изменений электронной волны в магнитном поле (Лоренцева, дифференциальная микроскопия, электронная голография), дают больше возможностей для экспериментальной диагностики магнитных состояний наноструктур по сравнению с магнитно-силовой микроскопией. Так, Лоренцева просвечивающая ЭМ (ЛПЭМ) способна обеспечить субнанометровую разрешающую способность. При наблюдении магнитных структур лоренцевское взаимодействие приводит к изменению фазы электронной волны пропорционально градиентам магнитной индукции (это эквивалентно отклонению электронов в классическом варианте), что позволяет реконструировать распределение намагниченности в образце и восстановить 3D распределение векторного потенциала вокруг магнитного объекта [1,2]. Стандартная возможность изменения магнитного поля внутри объективной линзы ПЭМ (зона расположения образца) с помощью прецизионного контроля величины тока в обмотках линзы позволяет *in-situ* изучать перемагничивание наноструктур. Интерес к таким динамическим экспериментам (движение доменных стенок, прохождение электрического тока и др.[3]) значительно возрос в последние годы в связи с появлением высокоскоростных детекторов электронов, которые позволяют собирать в сканирующем режиме до 1100 кадров/сек (кадр 264×264, до ~ 20000 кадр/сек при меньшем количестве точек в кадре) [4,5].

В данном докладе приведены наши первые экспериментальные результаты по наблюдению изобра-

жений с магнитным контрастом в ПЭМ от наноструктур с неоднородными распределениями намагниченности, которые сформированы методами ионной и электронной нанолитографии. Особенности контраста экспериментальных данных анализировались с помощью моделирования распределений намагниченности и лоренцевых ПЭМ изображений с применением известных в сети программ.

Экспериментальные результаты

Основной интерес для нас представляют многослойные структуры Co/Pt, магнитные свойства которых локально модифицировались с помощью остро фокусированных ионных пучков He⁺. Эти структуры аналогичны тем, что были исследованы нами ранее методами холловской магнитометрии [6], формировались в тех же технологических режимах, но в качестве подложек были использованы прозрачные для электронов мембраны Si₃N₄ толщиной 50 и 100 нм. По результатам наших предыдущих исследований [6], установлено, что при больших флюенсах полностью исчезает перпендикулярная магнитная анизотропия в пленках Co/Pt, и было высказано предположение о формировании в них вихревых распределений намагниченности, в то время как на участках с меньшими дозами возможно мы наблюдали возникновение скирмионных состояний. Одна из целей этой работы заключается в более точном подтверждении условий формирования этих топологически различных магнитных состояний. Магнитные свойства исходных многослойных пленок Co/Pt контролировались магнитооптическим методом, и не отличались от исследованных ранее. Для наблюдения ЛПЭМ контраста

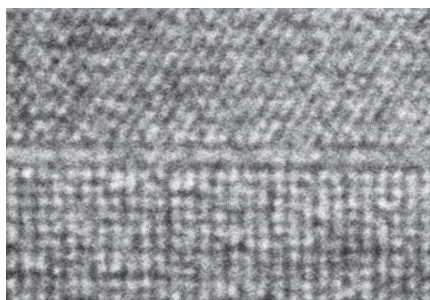


Рис. 1. Микрофотография с ЛПЭМ контрастом решётки магнитных неоднородностей, в Co/Pt после облучения пучками He⁺. Доза облучения 2×10^{16} см⁻², диаметр облученных областей и расстояние между ними – 100 нм

был использован Френелевский способ формирования изображения (метод дефокусировки) в микроскопе Hitachi HT7700, который функционировал в режимах с отключенной либо слабо возбужденной объективной линзой, ускоряющее напряжение составляло 110 kV. Магнитный лоренцев контраст был виден на всех модифицированных участках с дозами облучения от 7×10^{14} до 2×10^{16} см⁻², однако детали изображений на этих участках имеют разную структуру при одинаковых условиях наблюдения. Наиболее регулярная решетка из облученных участков видна на структурах с максимальной дозой (Рис.1). К сожалению, реализация лоренцева режима получения изображений в данном микроскопе была возможна при недостаточно высоких увеличениях, которые позволили бы наблюдать тонкую магнитную структуру облученных зон, и для получения однозначного ответа об их магнитной топологии требуются дополнительные исследования. Для детального объяснения ЛПЭМ контраста и проведения экспериментов по перемагничиванию необходимо знание величины магнитных полей в плоскости исследуемого образца в зависимости от условий возбуждения объективной линзы. При использовании специальных Лоренцевых линз такая калибровка выполняется на заводе, либо применяются специальные дорогостоящие держатели с вмонтированными холловскими датчиками. Мы предлагаем использовать для такой калибровки тестовые структуры в форме дисков из мягких магнитных материалов, в которых реализуются вихревые распределения намагниченности. Подобные структуры были сформированы также на Si₃N₄ мембранах методом электронно-лучевой литографии. Известно, что диски с вихревой намагниченностью при получении их изображения в ПЭМ работают как локальные фокусирующие или дефоку-

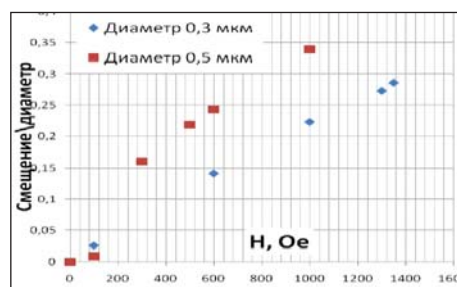


Рис. 2. Расчетная зависимость смещения пятна фокусировки от геометрических размеров вихревого диска

рующие линзы, в зависимости от вихревого знака. Если приложить магнитное поле в плоскости диска, то кор вихря и пятно фокусировки на ЛПЭМ изображении смещается в направлении перпендикулярном приложенному полю. Величина смещения зависит от материала диска и его геометрических параметров (Рис.2), измеряя которые легко получить величину приложенного поля. В стандартном режиме ПЭМ магнитное поле направлено вдоль оптической оси линзы, поэтому необходимые экспериментальные условия реализуются возбуждением объективной линзы и одновременным наклоном образца. В ходе наших экспериментов была продемонстрирована динамика такого процесса. Кроме того, поскольку смещение пятна фокусировки, его размеры и величина ЛПЭМ контраста зависят и от магнитных характеристик материала диска (константа анизотропии, обменная энергия), то подобные измерения можно использовать как способ определения этих материальных параметров.

Работа поддержана грантами РФФИ. В работе использовано оборудование Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ, ЦКП КНЦ РАН (Красноярск) и ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" (ИФМ РАН).

Литература

1. S. Phatak et al, Ultramicroscopy 108-6 (2008), p. 503-513.
2. K. Aditya Mohan et al, Microsc. Microanal. 22 (Suppl 3), 2016, p.1686-1687, doi:10.1017/S1431927616009272
3. Duc-The Ngo and Luise Theil Kuhn, Adv. Nat. Sci.: Nanosci. Nanotechnol. 7 (2016) 045001
4. H Ryll et al, Microscopy and Microanalysis 19 (2013), p.1160-1161.
5. M. Nord et al, Microsc. Microanal. 22 (Suppl 3), 2016, p. 530, doi:10.1017/S1431927616003500
6. M. V. Sapozhnikov et al, APL 109, 042406 (2016); doi: 10.1063/1.4958300.

Межслоевое взаимодействие в многослойных структурах $[Co / Pt]_n / Pt / Co$

Е.С. Демидов¹, Н.С. Гусев², Л.И. Бударин¹, Е.А. Караштин^{1,2,*}, В.Л. Миронов^{1,2},
А.А. Фраерман^{1,2}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

eugenk@ipmras.ru

В работе проведено исследование межслоевого взаимодействия в многослойных структурах $[Co / Pt]_n / Pt / Co$, состоящих из периодической многослойной системы $[Co / Pt]_n$ с перпендикулярной анизотропией и толстого слоя Co с анизотропией в плоскости слоя, разделенных прослойкой Pt различной толщины. Методами измерения магнитооптического эффекта Керра и спектра ферромагнитного резонанса системы показано, что распределение намагниченности в исследуемой системе неколлинеарно. Для тонкой разделяющей прослойки Pt наблюдается сильное обменное взаимодействие между подсистемами с разными типами анизотропии. В рамках простой модели, основанной на уравнении Ландау-Лифшица-Гильберта, показано, что обменное взаимодействие ферромагнитное, а также сделана оценка константы обменного взаимодействия. Оцененная величина составляет $J = 2 \text{ эрг/см}^2$.

В настоящее время ведутся активные исследования магнитных тонкопленочных систем с перпендикулярной анизотропией (анизотропией типа "легкая ось" с осью, направленной перпендикулярно пленке), а также систем, состоящих из взаимодействующих между собой подсистем с разными типами анизотропии. Это связано с перспективами применения таких структур в новых поколениях систем хранения и обработки информации. Много внимания уделяется исследованию многослойных структур, в которых роль ферромагнитного материала играют тонкие слои кобальта, разделенные металлическими прослойками. Перпендикулярная анизотропия в таких структурах достигается за счет свойств интерфейса кобальт / металл; известными металлами, обладающими данным свойством, являются Pt , Pd , Ni , Au , Ag [1]. При этом для того, чтобы поверхностная анизотропия превышала анизотропию формы, толщина слоя кобальта должна быть меньше критического значения ($\sim 1 \text{ нм}$).

В многослойных системах, состоящих из подсистем с разными типами анизотропии, таких, как структуры $[Co/Pt]_n/F$ (F — ферромагнитный слой, который имеет анизотропию типа "легкая плоскость"), предсказан и (или) экспериментально обнаружен ряд явлений. В частности, в таких системах возможно управление петлей гистерезиса подсистемы с перпендикулярной анизотропией за счет обменного взаимодействия со слоем F . Кроме того, в паттернированных структурах недавно были искусственно созданы скирмионные магнитные состоя-

ния. Эти эффекты основаны на наличии обменного взаимодействия как между слоями в многослойке $[Co/Pt]_n$, так и между двумя подсистемами в указанной тонкопленочной структуре. В то же время, прямых исследований такого обменного взаимодействия в настоящее время нет. К непрямым исследованиям можно отнести, например, определение константы межслоевого обменного взаимодействия в системе $[Co/Pt]_n$ из транспортных измерений [2].

В данной работе методом ферромагнитного резонанса (ФМР) проведено исследование межслоевого обменного взаимодействия в многослойной системе $[Co (0.9\text{нм}) / Pt (1.5\text{нм})]_5 / Pt (d) / Co (10\text{нм})$ (кратко обозначены как $[Co/Pt]_5 / Pt(d) / Co$) с различной толщиной платиновой прослойки ($d = 0, 1.5\text{нм}$). Образцы были изготовлены методом магнетронного напыления на кремниевую подложку с использованием подслоев $Ta (10\text{нм})$ и $Pt (10\text{нм})$. Кроме того, для сравнения были изготовлены отдельно структура $[Co (0.9\text{нм}) / Pt (1.5\text{нм})]_5$ и пленка $Co (10\text{нм})$. Толщины слоев контролировались с помощью методов малоугловой рентгеновской дифрактометрии (дифрактометр Bruker, длина волны 0.154нм). Сведения о магнитных свойствах образцов были получены с помощью измерения полярного эффекта Керра (использовался He-Ne лазер, длина волны 628нм), а также измерений спектров ФМР (спектрометр Bruker EMX Plus-10/12 с постоянным магнитом, позволяющим получать поле до 15кэ); магнитно-силовая микроскопия (МСМ) поз-

воляла судить о разбиении пленок на домены (микроскоп Solver-HV, использовался стандартный зонд NSG-11 с кобальтовым покрытием).

Магнитооптические измерения показали, что при суммарной толщине прослойки 1.5 нм ($d = 0$) кривая намагничивания образца безгистерезисная и существенно отличается от суммы кривых намагничивания двух отдельных подсистем. При толщине прослойки 3 нм ($d = 1.5$ нм) появляется гистерезис, кривая значительно более похожа на сумму указанных двух кривых намагничивания. Величину обменного взаимодействия между двумя подсистемами можно определить по угловым зависимостям положений ФМП (рисунок 1).

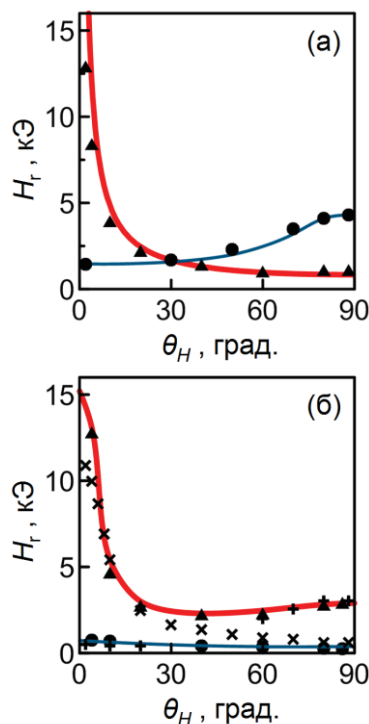


Рис. 1. Зависимости резонансных полей H_r от угла θ_H между полем и нормалью к образцу (а) для слоя Со (эксперимент — треугольники, расчет — толстая красная линия) и структуры $[\text{Co} (0.9\text{нм}) / \text{Pt} (1.5\text{нм})]_5$ (эксперимент — круги, теория — тонкая синяя линия); (б) для образца $[\text{Co}/\text{Pt}]_5 / \text{Pt}(0) / \text{Co}$, акустическая (эксперимент — треугольники, теория — толстая красная линия) и оптическая (эксперимент — круги, теория — тонкая синяя линия) моды. Кресты и плюсы на рисунке (б) соответствуют экспериментальным данным для двух мод образца $[\text{Co}/\text{Pt}]_5 / \text{Pt}(1.5\text{нм}) / \text{Co}$

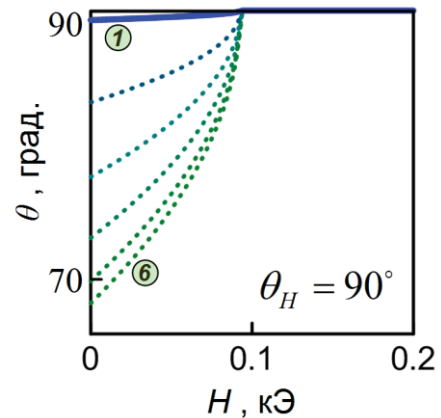


Рис. 2. Рассчитанная зависимость равновесных углов θ_i между намагниченностью i -го слоя и нормалью от приложенного в плоскости образца $[\text{Co}/\text{Pt}]_5 / \text{Pt}(0) / \text{Co}$ магнитного поля H . Слои пронумерованы к подложке ($i = 1$ — толстый слой Со, $i = 6$ — ближайший к подложке)

Из рисунка 1 видно, что для структуры $[\text{Co}/\text{Pt}]$ и пленки Со зависимости резонансных полей от угла между направлением поля и нормалью имеют точку пересечения. Это свойство сохраняется и для системы $[\text{Co}/\text{Pt}]_5 / \text{Pt}(1.5\text{нм}) / \text{Co}$ со слабым взаимодействием. В то же время, для сильно взаимодействующей системы $[\text{Co}/\text{Pt}]_5 / \text{Pt}(0) / \text{Co}$ наблюдается "расщепление" двух ветвей резонансных колебаний. Простые оценки показывают, что такое поведение нельзя объяснить магнитостатическим взаимодействием. Причиной его является обменное взаимодействие. На основании простой модели, основанной на уравнении Ландау-Лифшица-Гильберта для намагниченностей слоев как целого, были найдены равновесные направления намагниченностей в системе (рисунок 2), показано, что обменное взаимодействие между подсистемами является ферромагнитным и оценена константа взаимодействия. Оказывается, что распределение намагниченности в исследуемой структуре неколлинеарно. Величина константы обменного взаимодействия составляет $J = 2$ эрг/см².

Работа выполнена при поддержке РФФИ и РНФ (гранты №16-12-10340, №16-12-10254).

Литература

1. R. Sbiaa, H. Meng, and S. N. Piramanayagam // *Phys. Status Solidi RRL* **5**, 413 (2011).
2. M. Bersweiler, D. Lacour, K. Dumesnil, F. Moutagne, and M. Hehn // *Phys. Rev. B* **92**, 224431 (2015).

Ферромагнитный резонанс слоистых и гранулированных структур с неколлинеарным намагничиванием

Е.С. Демидов^{1*}, В.П. Лесников², В.В. Карзанов¹, А.А. Тронов¹, Л.И. Бударин¹, Р.С. Плешков¹, А.А. Фраерман³

1 Нижегородский государственный университет им Н.И. Лобачевского (ННГУ), просп. Ю. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ.

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

*demidov@phys.unn.ru

Представлены результаты анализа закономерностей в спектрах ФМР слоистых и гранулированных структур с неколлинеарным намагничиванием в зависимости от соотношения обменного взаимодействия между слоями или гранулами и анизотропии намагниченностей на основе численного решения уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта. Приведены характерные спектры, послонные вклады синфазной и противофазной спиновой прецессии для структур с 2-6 ферромагнитными слоями, методика выделения величины и характера обменного взаимодействия сравнение с экспериментальными спектрами.

Введение

Слоистые структуры с неколлинеарным намагничиванием (СНН) представляют интерес для реализации специальных локализованных спиновых конфигураций - скирмионов, которые являются перспективными в новых структурах спинтроники [1,2]. Другим интересным объектом исследований являются двумерные гранулированные ферромагнетики с неколлинеарным намагничиванием гранул. К таким системам относятся полученные у нас осаждением из лазерной плазмы слои разбавленного магнитного полупроводника (DMS) Si:Mn [3,4]. Недавно [5,6], кристаллическая структура Si:Mn была исследована высокоразрешающей электронографией HRTEM и LED. Лазерная технология позволяет достигнуть насыщения твёрдого раствора с 15%Mn в кремнии для DMS Si:Mn (или Si_{2.5}Mn_{0.5}) с высокой электрической и магнитной активностью Mn, сохранением алмазоподобной кристаллической структуры и эпитаксиальным ростом слоёв Si:Mn на GaAs с самоорганизованным формированием сверхрешетки с периодом, равным утроенному расстоянию между ближайшими атомными слоями (110) и интервалу между слоями (110), легированных атомами Mn и ориентированных вдоль направления роста плёнки Si:Mn. Слой Si:15%Mn состоит из 4 типов блоков с размерами 15-50 нм со взаимно перпендикулярными ориентациями сверхрешёточных модуляций и, следовательно, ожидаемой неколлинеарной намагниченностью этих блоков. В настоящей работе представлены результаты анализа закономерностей в спектрах ФМР вышеназванных двух типов СНН в зависимо-

сти от соотношения обменного взаимодействия между слоями или гранулами и анизотропии намагниченностей на основе численного решения уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта. Приведены характерные спектры, послонные вклады синфазной и противофазной спиновой прецессии для структур с 2-6 ферромагнитными слоями, методика выделения величины и характера обменного взаимодействия (ОВ), детальное сравнение с экспериментальными спектрами [7].

Результаты и обсуждение

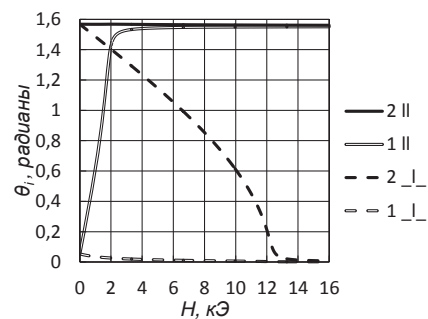


Рис. 1. Зависимости равновесных углов намагниченностей слоёв 1 и 2 от внешнего поля H для параллельной и перпендикулярной его ориентации к плоскости структуры с положительным ОВ двух магнитных слоёв

В структуре с двумя магнитными слоями перпендикулярная намагниченность слоя 1 толщиной 3.5 нм обеспечивалась положительной величиной $M_{eff}=2K_2/M_1-4\pi M_1$ с $K_2=1.4 \cdot 10^7$ эрг/см³, в 10 нм слое 2 с продольной намагниченностью и параметрами S_0 $M_{eff}<0$, $K_2=4 \cdot 10^6$ эрг/см³, $M_2=M_1=1420$ Гс, $g_1=g_2=2.15$, энергия ОВ между слоями $J=0.05$ эрг/см². На рисунке 1 приведены рассчитанные из минимума свободной энергии системы зависимости

равновесных углов намагниченностей слоёв 1 и 2 от внешнего поля \mathbf{H} для параллельной и перпендикулярной его ориентации к плоскости структуры. Как и следовало ожидать при $\mathbf{H}=0$ положительное ОВ приводит к сближению направлений \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 . Угловые зависимости резонансных полей $H_r(\theta_H)$ ФМР структуры с двумя магнитными слоями без ОВ для слоёв 1 и 2 и с включенным ОВ на рисунке 2 показывают как ОВ снимает вырождение вблизи точки пересечения кривых $H_r(\theta_H)$ слоёв 1 и 2 и приводит образованию акустической А и оптической О ветвей.

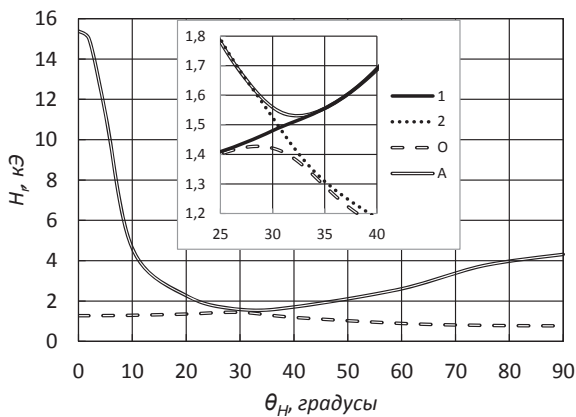


Рис. 2. Угловые зависимости резонансных полей $H_r(\theta_H)$ ФМР структуры с двумя магнитными слоями без ОВ для слоёв 1 и 2 и с включенным ОВ – акустическая А и оптическая О ветви. На вставке расширенный по вертикали участок вблизи точки пересечения кривых 1 и 2

Известно, что в случае ФМР двух-слойки с параллельными намагниченностями интервал $H_{rA}(\theta_H)$ – $H_{rO}(\theta_H)$ между акустической и оптической ветвями слабо зависит от направления внешнего поля. Принципиальное отличие СНН согласно рисунку 2 состоит в возможности изменения этого интервала в очень широких пределах. Это обстоятельство может быть практически использовано для выявления признаков неколлинеарности намагниченностей слоёв по данным измерений $H_r(\theta_H)$. Другое принципиальное отличие неколлинеарного варианта состоит в существенной угловой зависимости соотношения амплитуд акустической и оптической линий спектра (рисунок 3), в то время как в коллинеарном случае это соотношение в основном определяется разницей M_{eff} слоёв. Расчёты для СНН с теми же параметрами, но антиферромагнитным ОВ $J=-0.05$ эрг/см² показали схожие с данными на рисунках 1-3 результаты. Главное отличие в том, что акустическая и оптическая ветви поменялись местами.

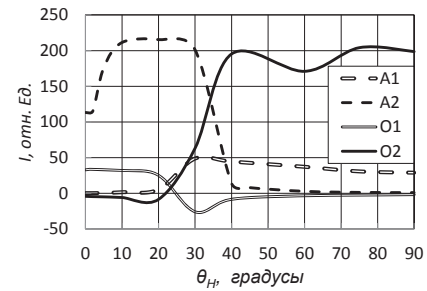


Рис. 3. Угловое изменение парциальных вкладов слоёв 1 и 2 I_i в интенсивность I ФМР для синфазной прецессии спинов (акустическая ветвь) и противофазной прецессии спинов (оптическая ветвь)

Численное моделирование шестислойной структуры $[\text{Co}(0.9 \text{ nm})\text{Pt}(1.5 \text{ nm})]_5/\text{Pt}(d)/\text{Co}(10 \text{ nm})$, $d=0.7 \text{ nm}$ и 0.9 nm позволило достигнуть хорошего согласия с экспериментом [2,7]. Установлено, что упрощение расчёта – представление пятислойки единым ферромагнитным слоем приводит к существенной ошибке в определении величины ОВ.

В случае СНН слоёв Si:Mn задача отличается увеличенным количеством вкладов парного обменного взаимодействия, поскольку каждый блок соседствует с тремя типами других блоков. Показано, что учёт латеральной анизотропии позволяет достигнуть лучшего согласия расчётных и экспериментальных спектров при различных температурах и ориентациях образцов, чем в предварительном анализе [8], в котором подгонка осуществлялась лишь варьированием одноосной анизотропии.

Литература

1. N. Nagaosa, Y. Tokura // Nature Nanotechnol, 8, 899 (2013).
2. A.A. Fraerman, O.L. Ermolaeva, E.V. Skorohodov, et al // JMMM, 393, 452 (2015).
3. E.S. Demidov, V.V. Podolskii, V.P. Lesnikov et al. // JETP Letters, 83, 568 (2006).
4. E.S. Demidov, V.V. Podolskii, V.P. Lesnikov et al. // JETP, 106, 110 (2008).
5. E.S. Demidov, E.D. Pavlova, A.I. Bobrov // JETP Lett., 96, 706 (2012).
6. E. S. Demidov, V. V. Podol'skii, V. P. Lesnikov et al. // JETP Letters, 2014, 100, 719–723.
7. E. S. Demidov, N. S. Gusev, L. I. Budarin et al. // J. Appl. Phys. 120, 173901 (2016).
8. Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников и др. / Труды XX Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», 14–18 марта 2016 г., Нижний Новгород, ИФМ РАН, Т.1, С. 181-182.

Методы управления спиновой инжекцией в спиновых светоизлучающих диодах InGaAs/GaAs/Al₂O₃/CoPt

П.Б. Дёмина¹, М.В. Веды¹, О.В. Вихрова¹, М.В. Дорохин^{1,*}, А.В. Здоровейцев¹,
А.В. Кудрин^{1,2}, Д.В. Хомицкий²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

² Физический факультет ННГУ, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

*dorokhin@nifti.unn.ru

В работе проведены исследования спектров и циркулярной поляризации электролюминесценции спиновых светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs/Al₂O₃/CoPt в диапазоне температур 10-300 К. На основании полученных экспериментальных данных проведены теоретические расчеты и оценки влияния технологических параметров на спиновую инжекцию.

Введение

Спиновые светоизлучающие диоды (ССИД) на основе наногетероструктур InGaAs/GaAs с ферромагнитным инжектором CoPt, полученным методом электронно-лучевого испарения в вакууме, являются объектом пристального внимания. Интерес к ним обусловлен особенностью получения ферромагнитного инжектора достаточно простым и дешевым методом (по сравнению с широко используемыми сверхвысоковакуумными методами) и возможностью регистрации циркулярно-поляризованного излучения ССИД при комнатной температуре в отсутствие магнитного поля (при предварительном намагничивании диодов в сравнительно небольших ~ 100 мТл полях [1]).

Методика эксперимента

Структуры ССИД были сформированы методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках n(p)-GaAs (100) и представляли собой квантовую яму InGaAs, зарощенную покровным слоем GaAs толщиной 20-240 нм. На структуры методом электронно-лучевого испарения в вакууме при 200 °С наносился ферромагнитный инжектор, состоящий из слоя CoPt, отделённого от полупроводника туннельно-тонким диэлектрическим слоем Al₂O₃ (0,3-1,2 нм) [2]. В работе проведены эксперименты по исследованию влияния на эффективность спиновой инжекции технологических параметров получения ССИД, таких как глубина залегания квантовой ямы InGaAs, степень легирования кремнием покровного GaAs-слоя, толщина туннельно-тонкого диэлектрического слоя Al₂O₃ и тип проводимости

подложки формируемых диодов (тип носителей, участвующих в спиновой инжекции). Проведены исследования спектров и циркулярной поляризации электролюминесценции (ЭЛ) ССИД в диапазоне температур 10-300 К, построена теоретическая модель спиновой поляризации носителей в структуре Ферромагнитный металл/Туннельно-тонкий диэлектрик/Полупроводник, выполнено её сопоставление с экспериментом.

Результаты и обсуждение

Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции диодов на основе n- и p-GaAs показаны на рис.1. При прочих одинаковых технологических параметрах степень

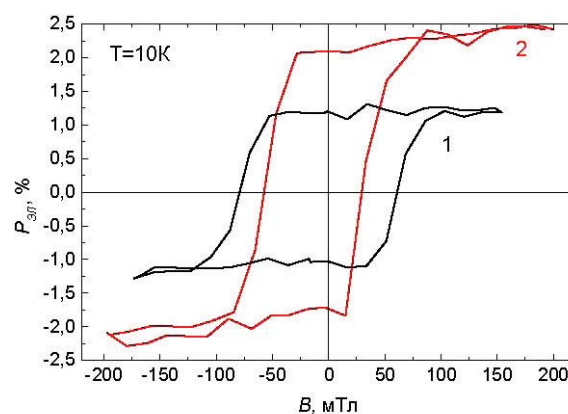


Рис. 1. Магнитополевая зависимость степени поляризации ЭЛ диодов на основе n⁺-GaAs (1) и p⁺-GaAs (2)

поляризации излучения диодов на основе p-GaAs выше в два раза, что связано с типом инжектированных спин-поляризованных носителей. В диоде

на основе p-GaAs инжектируются спин-поляризованные электроны, характеризующиеся большим временем спиновой релаксации и большей длиной спиновой диффузии, по сравнению с дырками, инжектированными из ферромагнитного металла в полупроводник в структурах на основе n-GaAs. При этом диоды, на основе n-GaAs, обладают значительно более низкими пороговыми токами (1-10 мА) и большей интенсивностью электролюминесценции, чем диоды на основе p-GaAs, в которых пороговые токи доходят до 60-80 мА.

Получено, что на величину степени поляризации электролюминесценции СИД оказывает влияние легирование покровного GaAs-слоя (рис.2). Отмечается увеличение $P_{ЭЛ}$ с ростом концентрации Si, что, вероятнее всего, связано с увеличением скорости дрейфа инжектированных из CoPt спин-поляризованных дырок при повышении легирования GaAs.

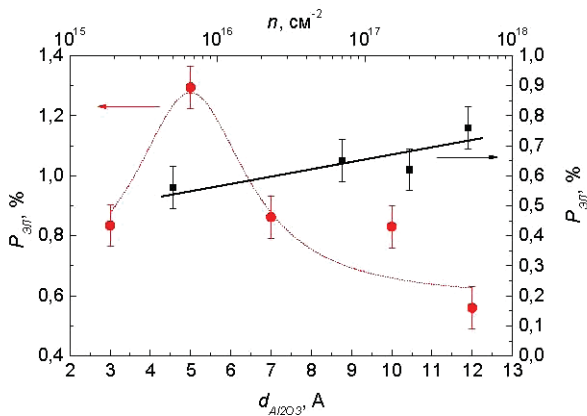


Рис. 2. Зависимость степени поляризации ЭЛ от толщины слоя Al_2O_3 (красные кружки) и концентрации примеси Si в покровном слое GaAs (черные квадраты). Измерения проводились при 10K. Внешнее магнитное поле = 0, слой CoPt предварительно намагничен

Существенное влияние на величину степени поляризации ЭЛ оказывает толщина тунельно-тонкого диэлектрического слоя между ферромагнитным инжектором и полупроводниковой структурой. Необходимость его формирования для получения эффективной спиновой инжекции обоснована в [3]. В данной работе была построена теоретическая модель спиновой поляризации для спин-зависимой концентрации носителей заряда, инжектированных из контакта Ферромагнитный металл/Тунельно-тонкий диэлектрик/Полупроводник. Получено, что степень спиновой поляризации электронов в полу-

проводнике является экспоненциальной функцией расстояния до ферромагнитного инжектора:

$$P_n(x) = P_n e^{-x/L_{SN}}, \quad (1)$$

где амплитуда спиновой поляризации на границе металла и полупроводника P_n есть

$$P_n = \frac{(r_c P_c + r_F P_F)}{(r_F + r_c + r_N)} \frac{r_N}{(r_{F1} + r_c + r_{N1})}, \quad (2)$$

где P_F – поляризация проводимости магнетика, P_C – туннельного контакта, r_{F1} , r_{N1} – сопротивления ферромагнетика и полупроводника, r_F , r_N – эффективные сопротивления ферромагнетика и полупроводника с длиной, равной длине спиновой диффузии L_{SN} , r_c – сопротивление туннельного контакта.

Согласно проведенным расчетам функция зависимости степени поляризации носителей от туннельного сопротивления r_c , и, следовательно, от толщины диэлектрика носит немонотонный характер. В случае диода GaAs/ Al_2O_3 /CoPt зависимость $P_{ЭЛ}(d_{\text{Al}_2\text{O}_3})$ содержит максимум в диапазоне 0,5-0,8 нм. Данные теоретического моделирования хорошо предсказывают положение максимума степени циркулярной поляризации ЭЛ, полученное в эксперименте (рис.2, красные кружки), которое соответствует толщине Al_2O_3 , равной 0,5 нм. Отметим, что относительное изменение степени поляризации ЭЛ, полученное в эксперименте, значительно ниже теоретически рассчитанного.

Полученные экспериментальные результаты для случая инжекции спин-поляризованных электронов качественно согласуются с приведенными выше расчетом для дырок. Оптимальное значение толщины диэлектрической прослойки в этом случае составило 0,3 нм.

Работа выполнена в рамках реализации гос. задания (№ 8.1751.2017/ПЧ) Минобрнауки РФ, при финансовой поддержке РФФИ (№16-07-01102) и гранта Президента РФ (МК-8221.2016.2).

Литература

1. А.В. Здравейцев, М.В. Дорохин, О.В. Вихрова и др. // ФТТ, Т.58, В. 11, С. 2186 (2016).
2. А.В. Здравейцев, М.В. Дорохин, П.Б. Демина и др. // ФТТ, Т.49, В. 12, С. 1649 (2015).
3. E.I. Rashba // Phys.Rev.B, V. 62, R16267 (2000).

Магнитный резонанс в гексабориде церия

С.В. Демишев^{1, 2, 3, *}, А.В. Семенов^{1, 2}, М.И. Гильманов², А.Н. Самарин¹,
В.Н. Краснорусский¹, А.В. Богач¹, В.В. Глушков^{1, 2, 3}, Н.Ю. Шицевалова⁴,
В.Б. Филипов⁴, Н.Е. Случанко^{1, 2}

1 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия.

2 Московский физико-технический институт, Институтский проезд, 9, Долгопрудный, 141700, Московская область, Россия.

3 НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000, Россия.

4 Институт проблем материаловедения НАНУ, ул. Кржижановского, 3, Киев, 03680, Украина.

*demis@it.gpi.ru

Впервые выполнено экспериментальное исследование анизотропии магнитного резонанса в орбитально упорядоченной (антиферроквадрупольной) фазе гексаборида церия. Совокупность полученных данных, включая указания на возможность реализации смешанного основного состояния у CeB_6 и очевидный провал стандартных « Γ_8 теорий» при попытке описать магниторезонансные явления, показывает, что, несмотря на многолетнюю историю изучения CeB_6 , задача построения адекватной теории для описания статических и динамических магнитных свойств этого соединения с сильными электронными корреляциями по-прежнему остается актуальной.

Электронный спиновый резонанс (ЭСР) в сильно коррелированных металлах представляет собой довольно необычное физическое явление, поскольку сильные спиновые флуктуации, характерные для таких систем, уширяют линию магнитного резонанса до практически ненаблюдаемых значений. Например, в Кондо-системах ширина линии будет порядка $W \sim k_B T_K / \mu_B$, где T_K – температура Кондо, и для типичного значения $T_K \sim 10$ К следует оценка $W \sim 15$ Тл. Исследование гексаборида церия, CeB_6 , магниторезонансными методами представляет особый интерес, поскольку в этой концентрированной Кондо-системе ЭСР возникает в орбитально упорядоченной антиферроквадрупольной (АФК) фазе. Несмотря на то, что ЭСР в CeB_6 был открыт более 10 лет назад [1], анизотропия характеристик магнитного резонанса до настоящего времени не была изучена. Кроме того, сравнительно недавно была разработана теория ЭСР в CeB_6 , в рамках которой впервые были вычислены угловые зависимости g-фактора в АФК фазе [2]. В настоящей работе мы использовали оригинальную экспериментальную методику, позволяющую найти температурные и угловые зависимости g-фактора, ширины линии и осциллирующей намагниченности [3,4], а также осуществили значительные аппаратные усовершенствования магнитооптического спектрометра, разработанного в отделе низких температур и криогенной техники Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН [4-6].

Обнаружено [5], что для ориентации магнитного поля вдоль направления [100] наблюдаются силь-

ное (более чем в два раза по отношению к другим кристаллографическим направлениям) уширение линии ЭСР, а также аномальные температурные зависимости g-фактора и осциллирующей намагниченности M_0 . Представляется весьма необычным, что величина M_0 может превышать полную статическую намагниченность CeB_6 на $\sim 20\%$ при $T \sim 2.5$ К. Такое, на первый взгляд противоречащее здравому смыслу поведение, является следствием сильных спиновых флуктуаций и динамических коллективных эффектов на нанометровом пространственном масштабе [5].

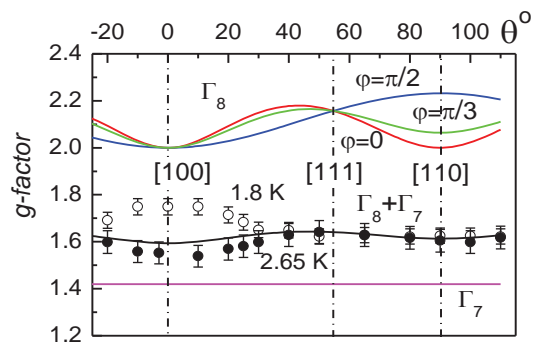


Рис. 1. Теоретические и экспериментальные угловые зависимости g-фактора в гексабориде церия. Сплошные линии – различные теоретические зависимости (см. текст), точки – экспериментальные данные

Нами было выполнено детальное сравнение экспериментальных угловых зависимостей g-фактора $g(\theta)$ с теоретическими предсказаниями [2]. При проведении измерений образец помещался в специальный вращающийся резонатор [5], и ориентиро-

вался таким образом, чтобы в зависимости от угла поворота θ вектор внешнего магнитного поля мог проходить через основные кристаллографические направления [100], [111] и [110] (угол θ отсчитывается от направления [100]). Полученные результаты представлены на Рис. 1. Теория [2] исходит из стандартного предположения о том, что основным состоянием иона Ce^{3+} в CeB_6 является кватер Γ_8 , причем свободным параметром модели является угол φ , описывающий ориентацию 4f орбиталей в АФК-фазе относительно осей кристалла. Можно показать, что все возможные с теоретической точки зрения значения g -фактора лежат между кривыми $g(\theta, \varphi=0)$ и $g(\theta, \varphi=\pi/2)$. Из рисунка 1 видно, что предсказания теории не соответствуют эксперименту, причем наблюдаемая величина g -фактора лежит между значениями, ожидаемыми для состояний Γ_8 [2] и Γ_7 [7] (в последнем случае g -фактор изотропен и равен ≈ 1.42). Таким образом, полученные экспериментальные данные однозначно свидетельствуют о том, что теория [2], в которой в качестве основного состояния иона Ce^{3+} рассматривается кватер Γ_8 , не позволяет описать как абсолютную величину, так и угловые зависимости g -фактора.

Возможное объяснение такого расхождения может заключаться в том, что необычная физическая картина ЭСР в CeB_6 возникает в результате смешивания состояний Γ_7 и Γ_8 в основном состоянии. Действительно, если использовать эмпирическую формулу

$$g(\theta) = x \cdot g(\Gamma_8) + (1-x) \cdot g(\Gamma_7), \quad (1)$$

то для значения параметра смешивания $x=0.3$ и $\varphi=\pi/3$, будет наблюдаться хорошее согласие с экспериментом, за исключением окрестности направления [100] (Рис. 1). При этом аномальную температурную зависимость g -фактора, возникающая при ориентации магнитного поля вдоль данной оси кристалла, которая не может быть описана формулой (1), следует связать с эффектами перенормировки, возникающими в условиях сильных спиновых флуктуаций [5].

Совокупность полученных в настоящей работе экспериментальных данных, включая указания на возможность реализации смешанного основного со-

стояния у CeB_6 и очевидный провал стандартных « Γ_8 теорий» при попытке описать магниторезонансные явления в орбитально упорядоченной фазе, показывает, что, несмотря на многолетнюю историю изучения CeB_6 , задача построения адекватной теории для описания статических и динамических магнитных свойств этого соединения с сильными электронными корреляциями по-прежнему остается актуальной.

Работа была поддержана программами Президиума РАН и ОФН РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и «Электронные корреляции в сильно взаимодействующих системах», а также грантом РФФИ 14-02-00800 и Министерством образования и науки РФ (контракт №02.А03.21.0003 от 28.08.2013 г.). СВД признателен НИУ ВШЭ за поддержку в рамках программы фундаментальных исследований НИУ «Высшая школа экономики».

Литература

1. S.V. Demishev, A.V. Semeno, Yu.B. Paderno, N.Yu. Shitsevalova, and N.E. Sluchanko // *phys. stat. sol. (b)* V.242, No. 3, R27 (2005).
2. P. Schlottmann // *J. Appl. Phys.*, V.113, 17E109 (2013).
3. S.V. Demishev, A.V. Semeno, A.V. Bogach, N.A. Samarin, T.V. Ishchenko, V.B. Filipov, N.Yu. Shitsevalova, N.E. Sluchanko // *Physical Review B*, V.80, 245106 (2009).
4. A.N. Samarin, A.V. Semeno, M.I. Gilmanov, V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, N.A. Samarin, N.E. Sluchanko, I.I. Sannikov, N.M. Chubova, V.A. Dyadkin, S.V. Grigoriev, and S.V. Demishev // *Physics Procedia*, V.71, 337 (2015).
5. A.V. Semeno, M.I. Gilmanov, A.V. Bogach, V.N. Krasnorussky, A.N. Samarin, N.A. Samarin, N.E. Sluchanko, N.Yu. Shitsevalova, V.B. Filipov, V.V. Glushkov, and S.V. Demishev // *Scientific reports*, V.6, 39196 (2016); DOI: 10.1038/srep39196.
6. <https://phys.org/news/2016-12-cerium-hexaboride-physicists-theory.html>
7. A. Abragam and B. Bleaney // *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Clarendon Press, Oxford, 1970.

Новые ферромагнитные материалы на основе соединений Mn. Проблемы интеграции в приборы спинтроники

М.В. Дорохин*, П.Б. Дёмина, А.В. Кудрин, А.В. Здровейцев, В.П. Лесников, Ю.А. Данилов

НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950

*dorokhin@nifti.unn.ru

Исследованы диоды с контактом MnA/n-GaAs (A=As,Ga,Si,Ge). Показано, что слои MnA являются ферромагнетиками при комнатной температуре. Свойства контакта MnA/n-GaAs варьируются от аналогов диодов с барьером Шоттки до свойств низкобарьерного квазиомического контакта в зависимости от материала.

Введение

Ферромагнитные (ФМ) полуметаллические материалы на основе соединений Mn, такие как MnAs [1], MnGa [2], SiMn [3], GeMn являются перспективным видом контактных слоёв для приборов спинтроники. Возможность формирования кристаллически-совершенной эпитаксиальной гетерограницы с GaAsобеспечивает потенциально высокую эффективность инжекции спин-поляризованных носителей заряда, в том числе при комнатной температуре. Кроме того, контактные слои на основе соединений Mn могут быть сформированы в едином технологическом цикле с полупроводниковой структурой, что существенно упрощает и удешевляет процесс их создания [1,2]. Применение полуметаллических слоёв в приборах спинтроники связано с вопросами конструкции структур, обеспечивающей эффективную спиновую инжекцию. В настоящей работе были исследованы диоды, содержащие слои MnAs, MnGa, SiMn, GeMn. Выполнено сравнительное исследование диодов, установлены факторы, влияющие на процессы токопереноса.

Методика эксперимента

Структуры изготовлены двухстадийным ростовым методом. На первой стадии методом МОС-гидридной эпитаксии при температуре 600°C формировалась излучающая часть структуры на подложке n-GaAs (100), которая представляла собой квантовую яму n-GaAs/InGaAs/GaAs. На второй стадии на поверхность структур методом импульсного лазерного осаждения наносился слой полуметалла, таким образом формировались диоды MnA/n-GaAs (A=As,Ga,Si,Ge). Температура форми-

рования MnA снижалась до 300-380°C для предотвращения диффузии Mn в слои A3B5. Метод осаждения зависел от вида материала. Слои SiMn(GeMn) формировались путём поочерёдного распыления Mn и Si(Ge) мишеней при 380(300)°C. Состав слоёв определялся из соотношения

$$Y_{Mn} = t_{Mn} / (t_{Mn} + t_A) \quad (1),$$

где $t_{Mn}(t_A)$ – время распыления Mn(Ge,Si) мишеней. Содержание Mn составило $Y_{Mn}=0,15$ для SiMn (т.е. $Si_{0,85}Mn_{0,15}$ по данным [1]) и $Y_{Mn}=0,5$ для GeMn.

Слои MnGa формировались путём лазерного распыления мишени на основе соединения галлида марганца [2]. Содержание Mn в слоях MnGa определялось составом мишени и соответствовало Mn_3Ga_5 . Слои MnAs формировались путём распыления мишени Mn в потоке AsH_3 . Согласно [1] разложение арсина в лазерной плазме и перенос продуктов разложения газом-носителем к подложке GaAs обеспечивает формирование слоя MnAs на поверхности. Состав MnAs определялся в [1] и соответствовал соотношению $Mn_{0,45}As_{0,55}$.

Формирование диода завершалось осаждением Au и процессами фотолитографии и травления для создания меза-структур диаметром 500 мкм. На структурах проведены исследования намагниченности и электрических характеристик.

Экспериментальные результаты

Магнитопольевые зависимости намагниченности слоёв измерены при 300 К с применением магнетометра переменного градиента магнитного поля.

Все исследованные структуры являются ферромагнетиками - для них получены нелинейные зависимости $M(H)$ с петлёй гистерезиса. В качестве примера на рис.1 приведены кривые для MnAs и MnGe. Отметим, что петля гистерезиса зарегистрирована при приложении магнитного поля как перпендикулярно поверхности, так и в плоскости структур.

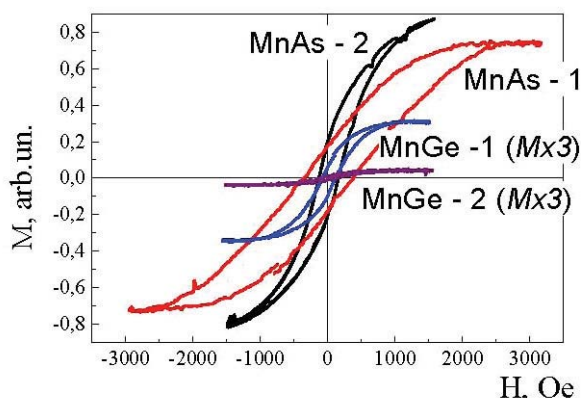


Рис. 1. Магнитопольные зависимости намагниченности, измеренные при 300 К для слоёв MnAs и MnGe. Кривые 1 – магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности; 2 – магнитное поле в плоскости слоёв

Это свидетельствует о наличии и параллельной, и перпендикулярной плоскости слоя компонент оси лёгкого намагничивания. Наибольшая относительная намагниченность получена для слоёв MnGa и

MnAs. В случае структур MnGe и MnSi величина M в несколько раз ниже, что может объясняться особенностями атомной структуры материалов, обеспечивающей ферромагнитное упорядочение атомов Mn, в частности, наличием в слоях MnSi и MnGe ферромагнитных кластеров в номинально ферромагнитной матрице (по аналогии с [4]).

Вольтамперные характеристики (ВАХ) диодов с контактом MnA/GaAs представлены на рис.2. Для диодов MnAs/GaAs и MnGa/GaAs характеристики подобны свойствам диодов с барьером Шоттки: для них получены высокие значения прямого и низкие значения обратного тока (10^{-7} - 10^{-8} А). Высота потенциального барьера, рассчитанная по ВАХ, составила $U_0=0,77$ эВ для MnAs/GaAs и $0,83$ эВ для MnGa/GaAs. Для диода MnGe/GaAs наблюдается симметричная близкая к линейной ВАХ, что свидетельствует о низком значении высоты потенциального барьера. Для слоёв MnSi (данные не приведены) получено, что тип их проводимости зависит от условий получения [5]. При нанесении MnSi на GaAs формируется низкобарьерный контакт.

Таким образом, исследованы диоды MnA/GaAs (A=As,Ga,Si,Ge). Слои MnA являются ферромагнетиками при комнатной температуре. Тип контакта MnA/GaAs варьируется от выпрямляющего (контакта с барьером Шоттки) до невыпрямляющего квазиомического, в зависимости от материала.

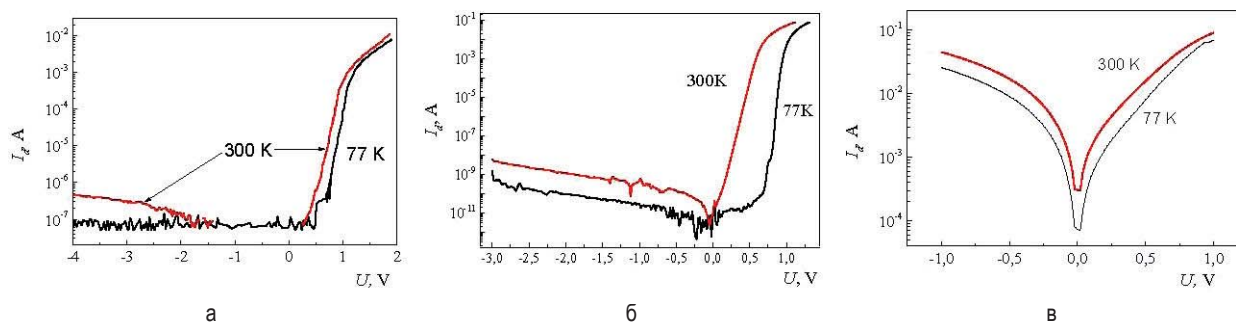


Рис. 2. Вольтамперные характеристики диодов с контактом MnAs/n-GaAs (а), MnGa/n-GaAs (б) и MnGe/n-GaAs (в)

Работа выполнена в рамках реализации гос. Задания Минобрнауки России(№ 8.1751.2017/ПЧ), при поддержке РФФИ (грант №15-02-07824) и гранта президента РФ (МК-8221.2016.2)

Литература

1. Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, и др. // Изв. РАН. Сер.Физ,Т.74(10), 1494 (2010).
2. М.В. Дорохин, Д.А. Павлов, А.И. Бобров, и др. // ФТТ, Т. 56(10), 2062 (2014).
3. Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников, и др. // ПЖЭТФ,Т. 100(11), 818 (2014).
4. A.V. Kudrin, A.V. Shvetsov, Yu.A. Danilov, et.al. // Phys.Rev.B, 90, 024415 (2014).
5. И.В. Ерофеева, М.В. Дорохин, В.П. Лесников, и др. // ФТП, 50(11), 1473 (2016).

Ферромагнитный резонанс в слоистой структуре Fe/Gd: роль спиновой диффузии

А.Б. Дровосек^{1,*}, Н.М. Крейнес¹, А.О. Савицкий¹, Е.А. Кравцов², М.В. Рябухина², В.В. Проглядо², В.В. Устинов²

¹ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина 2, Москва, 119334.

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, ул. Софы Ковалевской 18, Екатеринбург, 620990.

*drovosekov@kapitza.ras.ru

В широком интервале температур (5 – 295 К) и магнитных полей (до 50 кЭ) исследуются статические и резонансные магнитные свойства многослойной структуры [Fe/Gd]₁₂. Экспериментальные кривые намагничивания анализируются теоретически с использованием метода эффективного поля. Для описания особенностей спектров ФМР используются уравнения Ландау-Лифшица с учетом затухания. Показано, что для наилучшего согласия с экспериментом, помимо обычного затухания Гильберта, необходим учет диссипативного члена диффузионного типа в слоях Gd.

Сверхрешетки Fe/Gd представляют собой искусственные слоистые ферромагнетики и обладают сложной магнитной фазовой *H–T* диаграммой, включающей области коллинеарного и неколлинеарного упорядочения ФМ слоев Fe и Gd [1]. Несмотря на давнюю историю исследований данной системы, до сих пор мало внимания уделялось изучению ее магнитодинамических свойств.

В настоящей работе при *T* = 5 – 295 К исследовалась структура [Fe(35 Å)/Gd(50 Å)]₁₂, приготовленная методом магнетронного напыления на стеклянной подложке. Данные рентгеновской рефлектометрии свидетельствуют о высоком качестве межслойных границ сверхрешетки (шероховатость ~ 3 Å). Статическая намагниченность измерялась в полях до 50 кЭ. Спектры резонанса исследовались в диапазоне частот 7 – 37 ГГц в полях до 10 кЭ.

Экспериментальные данные анализировались теоретически в рамках модели эффективного поля [1,2]. В условиях эксперимента слои Fe можно считать однородно намагниченными до насыщения M_{Fe}^S . Для вычисления неоднородного распределения намагниченности по толщине слоя Gd он разбивается на 16 подслоев толщиной ~ 3 Å. Величина намагниченности *i*-го подслоя определяется по методу эффективного поля Вейсса:

$$M_{Gd}^i = M_{Gd}^S B_S(2S\mu_B H_{Gd}^i / k_B T),$$

где $B_S(x)$ — функция Бриллюэна для спина гадолиния $S = 7/2$, M_{Gd}^S — намагниченность насыщения Gd. Эффективное поле, действующее на атом Gd в *i*-том подслое, включает внешнее магнитное поле и обменные поля со стороны ближайших соседей:

$$\vec{H}_{Gd}^i = \vec{H} + \lambda[\zeta(\vec{M}_{Gd}^{i+1} + \vec{M}_{Gd}^{i-1}) + (1 - 2\zeta)\vec{M}_{Gd}^i],$$

где λ — константа эффективного поля Gd, ζ — доля ближайших соседей в $i \pm 1$ подслоях. При расчетах учитывается наличие сильного АФМ обмена *J* на границе слоев Fe и Gd. Рассмотренный подход позволяет определить статическое распределение намагниченности в сверхрешетке и вычислить полный магнитный момент образца.

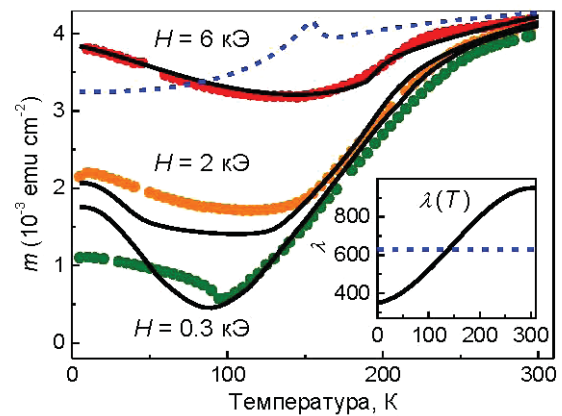


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности структуры [Fe/Gd]₁₂ при разных значениях поля. Точки — эксперимент, линии — расчет. Пунктир соответствует постоянному значению параметра λ , сплошные кривые — λ зависит от температуры (см. вставку)

На рис. 1 показаны экспериментальные температурные зависимости намагниченности на единицу площади образца $m(T)$ и результат их аппроксимации в рассматриваемой модели с константами $M_{Fe}^S = 1270$ Гс, $M_{Gd}^S = 1150$ Гс, $J = -39$ эрг/см², $\zeta = 0,33$. Отметим, что для достижения приемлемого согласия экспериментальных данных с расчетом оказалось необходимым учесть существенную тем-

пературную зависимость константы эффективного поля гадолиния λ (см. вставку на рис. 1).

Экспериментальные спектры ФМР образца содержат две резонансные ветви, наблюдаемые в области низких и высоких температур (рис. 2). Для моделирования динамических свойств системы использовались уравнения Ландау-Лифшица с затуханием:

$$\dot{\vec{m}}_i = -\gamma_i [\vec{m}_i \times \vec{H}_i] + \vec{R}_i,$$

где m_i — единичный вектор в направлении намагниченности, а эффективное поле H_i включает внешнее поле H , обменные поля и поле размагничивания слоев $-4\pi M_z$. При расчете собственных частот использовались константы, полученные из данных статической намагниченности. В качестве гиромагнитного отношения γ слоев Fe и Gd использовались значения для массивных кристаллов.

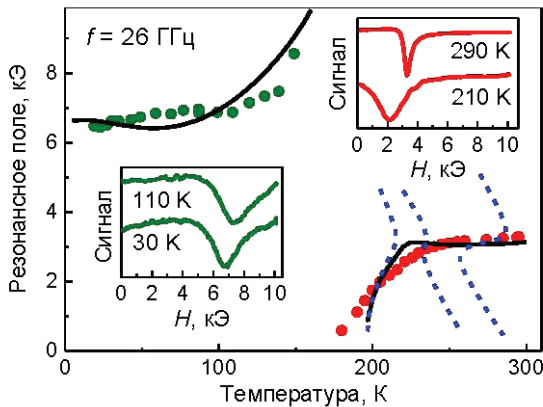


Рис. 2. Температурные зависимости резонансных полей для структуры $[\text{Fe}/\text{Gd}]_{12}$ на частоте 26 ГГц. Точки — эксперимент, линии — расчет. Пунктир соответствует учету только затухания Гильберта в уравнениях Ландау-Лифшица, сплошные линии получены с учетом диффузионного слагаемого. На вставках приведены примеры экспериментальных спектров при различных температурах

Сравнение экспериментальных и теоретических спектров ФМР сначала было проведено с учетом только затухания Гильберта с коэффициентом α :

$$\vec{R}_G = \alpha [\vec{m} \times \dot{\vec{m}}].$$

При разумных значениях $\alpha \sim 0.01 - 0.1$ расчетные частоты ФМР слабо отличаются от случая $\alpha = 0$. При этом, если низкотемпературная ветвь неплохо описывается в рамках модели, то для высокотемпературной ветви приемлемого согласия достичь не удастся. В этом случае форма расчетных кривых $H_{\text{res}}(T)$ и $f(H)$ сильно искажена из-за присутствия спин-волновых мод в слоях Gd (рис. 2, 3).

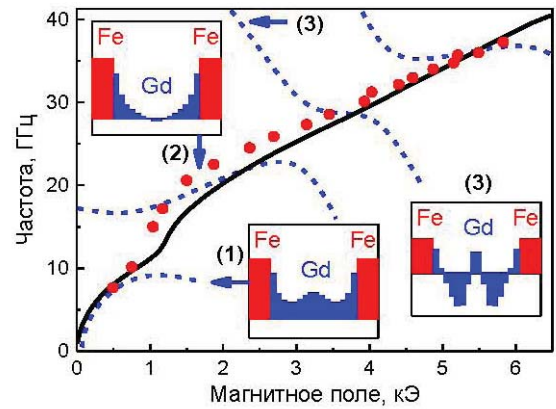


Рис. 3. Частотно-полевая зависимость ФМР структуры $[\text{Fe}/\text{Gd}]_{12}$ при температуре 225 К. Точки — эксперимент, линии — расчет. Пунктир соответствует учету только затухания Гильберта в уравнениях Ландау-Лифшица (на вставках приведены профили собственных мод). Сплошная линия получена с учетом диффузионного слагаемого

Ситуация меняется, если рассмотреть дополнительный вклад диффузионного типа в Gd [3]:

$$\vec{R}_D = -A^* [\vec{m} \times \nabla^2 \dot{\vec{m}}].$$

Для спиновой волны с волновым вектором k этот член эквивалентен затуханию Гильберта с коэффициентом $A^* k^2$, что приводит к дополнительной диссипации спин-волновых мод высокого порядка и позволяет гораздо лучше описать поведение спектров резонанса (рис. 2, 3). Оценка коэффициента A^* из ширины линии дает значение $A^* \sim 0.03 \text{ nm}^2$.

Наличие рассмотренного диффузионного вклада в магнитную релаксацию в ФМ металлах связывается с наличием в них диссипативных спиновых токов [3]. Величина коэффициента A^* , определенная в работе [4] для ряда переходных 3d-металлов, составляет $\sim 0.1 \text{ nm}^2$, что совпадает по порядку величины с нашей оценкой, полученной для слоев Gd.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при поддержке грантов РФФИ № 15-07-01170, № 16-02-00061 и гранта Министерства образования и науки РФ № 14.Z50.31.0025.

Литература

1. R. Camley, R. Stamps // JPCM 5, 3727 (1993).
2. A.B. Drovosekov et al. // JPCM (2017).
3. Y. Tserkovnyak et al. // PRB 79, 094415 (2009).
4. Y. Li, W.E. Bailey // PRL 116, 117602 (2016).

Исследование поведения магниторезистивных структур на диэлектрической мембране

Н.А. Дюжев¹, А.С. Юров¹, М.Ю. Чиненков^{1,*}, П.Ю. Глаголев¹, Н.С. Мазуркин¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», площадь Шокина, дом 1, г. Москва, г. Зеленоград, 124498.

*chinenkov@inbox.ru

В данной работе исследовано поведение магниторезистивных структур, изготовленных на тонкой диэлектрической мембране из Si₃N₄, в зависимости от механических воздействий и воздействия магнитного поля. Рассмотрена возможность использования таких структур для создания на их основе магнитных МЭМС-акселерометров.

Введение

Свойства анизотропных магниторезистивных структур дают основания для предположения о возможности создания на их основе устройств сочетающих в себе упругие свойства подложки и высокую чувствительность к магнитному полю, в частности акселерометров. Однако, для решения этой задачи необходимо создание эффективной системы гибкая подложка - магниторезистивная структура. В данной работе рассматривается поведение магниторезистивной структуры, расположенной на гибкой диэлектрической мембране, в магнитном поле, в частности смещение мембраны под действием ускорения.

Основная часть

Магниторезистивный датчик 1 чувствителен к x-компоненте магнитного поля (рисунок 1). Данная составляющая магнитного поля зависит как от расположения самого магнита 2, так и от направления намагниченности в магните. При действии ускорения мембрана 3 начинает прогибаться в z направлении. Соответственно, чем больше это отклонение, тем больший выходной сигнал можно получить с магниторезистивной структуры.

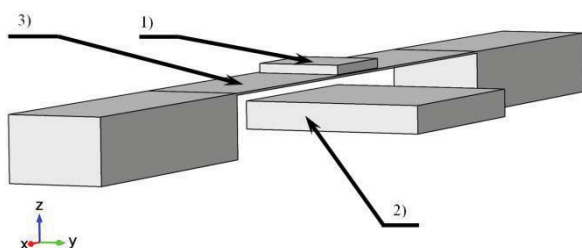


Рис. 1. Система мембрана-сенсор: 1) магниторезистивный датчик 2) магнит 3) мембрана

Увеличение смещения мембраны достигается за счет создания гофрированных сегментов по краям мембраны [1, 2]. В рамках моделирования было рассмотрено влияние количества гофрированных сегментов и глубины гофра на прогиб мембраны и выходной сигнал сенсора. Результаты моделирования показывают, что конструкция с гофрированными краями существенного прироста величины смещения мембраны не приносит.

Введение промежуточного слоя SiO₂ может увеличить смещение мембраны, а также уменьшить механические напряжения в конструкции [1]. Было произведено моделирование трехслойной структуры Si₃N₄-SiO₂-Si₃N₄. Толщина слоев оксида варьировалась от 50 до 500 нм. Результат данного моделирования подтверждает снижение напряжений в конструкции, однако, при этом величина смещения не увеличивается.

Была произведена оценка выходного сигнала от величины прогиба мембраны. При максимальном отклонении мембраны в 12 мкм величина выходного сигнала составила 10,8 мВ.

Заключение

Подводя итоги можно сделать следующие выводы:

- Максимальное смещение плоской однослойной мембраны толщиной 2 мкм при ускорении 10g составляет 12 мкм, что позволяет достичь уровня выходного сигнала 10,8 мВ;
- Увеличение глубины гофрированных сегментов по краям мембраны приводит к увеличению смещения мембраны;

- Увеличение числа гофрированных сегментов не приводит к увеличению смещения мембраны;
- Введение промежуточного слоя оксида кремния не приводит к увеличению смещения мембраны, но приводит к снижению напряжения в конструкции.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ ГК № 14.578.21.0188 (Уникальный идентификатор соглашения RFMEFI57816X0188).

Литература

1. Лучинин В.В. и др. Нанотехнология: Физика, процессы, диагностика, приборы // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 552 с., ISBN 5-9221-0719-4.
2. С.Д. Пономарев, Л.Е. Андреева. Расчет упругих элементов машин и приборов // М.: «Машиностроение», 1980. – 326 с.

Управляемый пиннинг доменной стенки в нанопроволоках CoPt с перпендикулярной намагниченностью

О.Л. Ермолаева, В.Л. Миронов

Институт прикладной физики РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
*ermolaeva@ipm.ras.ru

Приводятся результаты микромагнитного моделирования ферромагнитной структуры, представляющей собой нанопроволоку CoPt с перпендикулярной анизотропией и расположенную на ее поверхности наночастицу Co специальной формы. Исследованы особенности перемагничивания данной системы во внешнем магнитном поле в зависимости от направления магнитного момента частицы Co. Обсуждается возможность создания на ее основе магнитных логических ячеек.

В последние годы наблюдается интерес к исследованиям процессов перемагничивания ферромагнитных нанопроволок. Это связано в том числе с перспективами использования данных процессов для создания устройств магнитной логики [1-2]. Информация в таких системах кодируется как направление намагниченности определенных участков нанопроволоки. Процессы записи информации и логические вычисления в таких системах связаны с процессами движения и пиннинга доменных стенок в нанопроволоке во внешних полях.

В настоящей работе рассматриваются особенности процесса зарождения доменной стенки в системе, состоящей из ферромагнитной нанопроволоки CoPt с анизотропией типа легкая ось на поверхности которой расположена ферромагнитная частица с анизотропией легкая. Моделирование пространственного распределения намагниченности и процессов перемагничивания во внешних полях проводилось на основе численного решения уравнений Ландау-Лифшица-Гилберта в программном пакете OOMMF [3]. Важную роль в исследуемых процессах перемагничивания играет форма частицы. Мы рассматривали частицу специальной формы в виде «уголка», шириной 100 нм и с углом раствора 45°, представленную на рис.1. Был рассмотрен образец со следующими параметрами. Линейные размеры нанопроволоки CoPt 10×100×1000 нм. Размер ячейки 5×5×1 нм. Параметры материалов: намагниченность насыщения $M_{sCoPt}=0.8$ А/м и $M_{sCo}=1.4$ А/м; константа анизотропии $K_{CoPt}=6 \times 10^5$ и $K_{Co}=0$; обменная константа $A_{CoPt}=1.5 \times 10^{-11}$ Дж/м, $A_{Co}=2.5 \times 10^{-11}$ Дж/м [4].

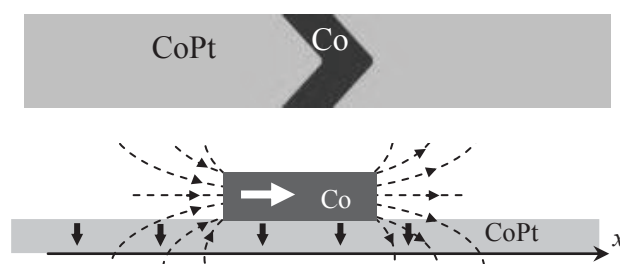


Рис. 1. Схема исследуемой системы. Светлым показана нанопроволока CoPt, а темным частица Co на ее поверхности

Возможны два различных состояния системы, отличающихся распределением намагниченности в наночастице Co: первый когда средний направлен вдоль нанопроволоки второй, когда магнитный момент частицы направлен поперек. В обоих случаях перемагничивание происходит в два этапа. Это связано с тем, что вертикальная компонента полей рассеяния частицы, по разные стороны нанопроволоки имеет разный знак, и в одной половине уменьшает эффективный барьер перемагничивания нанопроволоки, а в другой наоборот увеличивает.

В обоих случаях перемагничивание одной половины нанопроволоки начинается в области рядом с частицей в полях приблизительно 60 Э. После чего система переходит в стабильное состояние. Окончательное перемагничивание нанопроволоки происходит при разных значениях внешнего поля H_2 . Для случая параллельного магнитного момента частицы $H_2=160$ Э (пунктирная линия на рис.2), а для случая перпендикулярного $H_2=120$ Э (сплошная линия на рис.2).

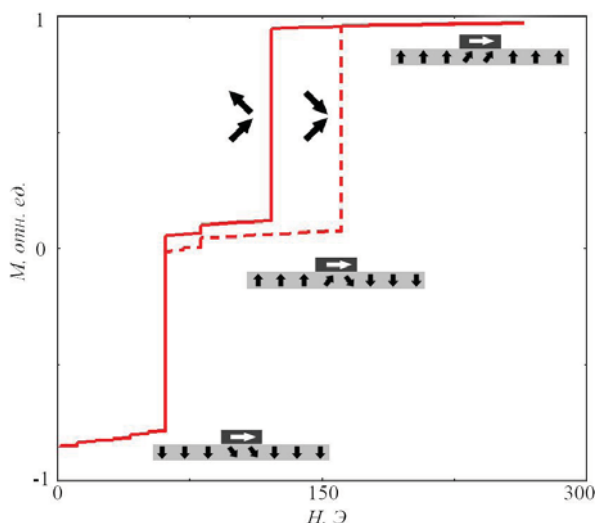
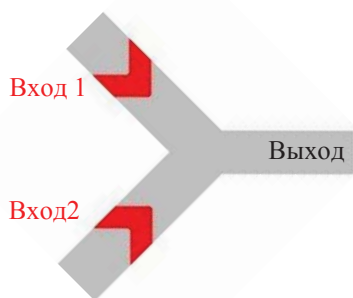


Рис. 2. График перемагничивания системы во внешнем магнитном поле, направленном перпендикулярно поверхности структуры.

На основе рассмотренных магнитных структур был предложен метод реализации различных магнитных логических ячеек, выполняющих логические функции «отрицание», «следование», «или» и «и-не». Для примера на рис.3 приведена схема логической ячейки, выполняющей операцию «или» и соответствующая таблица истинности.



Вход 1	Вход 2	Выход
1	1	1
1	0	0
0	1	0
0	0	0

Рисунок 3. Схема магнитной логической ячейки, выполняющей операцию «или» и соответствующая ей таблица истинности

Входной информацией на ячейки является направление намагниченности в частицах Co. Выходной информацией служит направление намагниченности на одном из концов нанопроволоки. Алгоритм

работы логической ячейки заключается в следующем. На первом этапе вся система намагничивается вертикальным магнитным полем (для определенности далее будем считать, что система намагничивается вверх). После этого полем, направленным в плоскости задается информация на входах ячейки. Затем выполняется логическая операция: к системе прикладывается внешнее однородное перпендикулярное поле, амплитуда которого больше, чем поле H_1 перемагничивания, но меньше чем H_2 . Таким образом, происходит перемагничивание определенной части нанопроволоки. После этого считывается информация с выхода системы. В таблице 1 приведено соответствие информации на входе и выходе с направлением намагниченности в системе.

намагниченность на входе	намагниченность на выходе	логическое значение
		«0»
		«1»

Таблица 1. Соответствие намагниченности в системе с информацией на входе и выходе логической ячейки.

Таким образом, в работе рассмотрены особенности перемагничивания ферромагнитной нанопроволоки CoPt с находящейся на ней частицей Co. Показано, что характер перемагничивания нанопроволоки существенно зависит от направления намагниченности в частице. На основе исследуемой структуры предложены схемы магнитных логических ячеек, выполняющих различные операции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и программ президиума РАН.

Литература

1. R. A. van Mourik, C. T. Rettner, B. Koopmans, and S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.*, **115**, 17D503 (2014)
2. V.L. Mironov, O.L. Ermolaeva, E.V. Skorohodov, and A.Yu. Klimov, *Phys. Rev. B*, **85**, 144418 (2012).
3. 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>.
4. A.A. Fraerman, O.L.Ermolaeva, E.V.Skorohodov, N.S.Gusev, V.L.Mironov, S.N.Vdovichev, E.S.Demidov *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.. V. 393. P. 452-456* (2015)

О поверхностных магнитостатических колебаниях в квазидвумерных системах с перпендикулярной анизотропией

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 исследуются поверхностные магнитостатические колебания типа волн Даймона-Эшбаха, возникающие на границах раздела в квазидвумерной магнитной системе, которая имеет равновесную намагниченность, перпендикулярную плоскости системы. Показано, что для изоморфных объектов, в которых не нарушаются приближения кваизмагнитостатики, характеристики поверхностных магнитостатических колебаний одинаковы. Такие колебания являются топологическим свойством системы. На примере областей, имеющих форму (сечение) полуплоскости, круга, круглой полости, кольца, а также распределения намагниченности типа цилиндрического магнитного домена в бесконечном и в латерально ограниченном ферромагнетике продемонстрированы топологические свойства поверхностных магнитостатических волн в таких системах.

Магнитостатические спиновые волны в различных системах исследуются давно. Даймон и Эшбах в классической работе 1961 года [1] рассмотрели волны, распространяющиеся в слое, однородно намагниченном вдоль своих границ, в приближении кваизмагнитостатики. Оказалось, что существуют прижатые к границе намагниченной и немагнитной среды моды. Такие волны имеют компоненту импульса, перпендикулярную намагниченности, и являются невзаимными в среде без центра инверсии. Если, например, считать, что границы однородно намагниченного слоя разнесены очень далеко, то вблизи каждой из границ будет распространяться такая мода (случай полубесконечного ферромагнетика [2]), однако, разрешенное направление распространения для двух границ будет противоположным. С симметричной точки зрения в данном случае можно записать инвариант вида $(\mathbf{k} \cdot [\mathbf{n} \times \mathbf{M}])$, где \mathbf{k} — волновой вектор волны, \mathbf{M} — намагниченность ферромагнетика, \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности. Данный инвариант выделяет одно направление \mathbf{k} , что и приводит к невзаимности. Очевидно, что для слоя направление нормали на двух границах противоположное, но общей нормали нет. Поэтому такие волны в слое взаимны (хотя распространяющиеся в разных направлениях волны локализованы вблизи разных границ слоя в случае достаточно большой его толщины). В более поздних работах рассматривались, в том числе, бесконечно длинные аксиально намагниченные цилиндры круглого сечения.

Прижатые магнитостатические волны являются частным случаем поверхностных поляритонов (или поляритонов в среде с неоднородными материальными параметрами) [3]. Несмотря на это, они активно исследуются на протяжении последних 56 лет. В работе [4] Даймон и Ван Де Ваарт рассмотрели задачу о волнах в диске конечной толщины. Существенными продвижениями здесь являются, во-первых, учёт пространственно-неоднородного поля рассеяния в таком диске, и во-вторых, учёт поправки, связанной с обменным взаимодействием. Были исследованы аналогичные волны в искусственно созданных магнитных кристаллах, в том числе, нелинейные процессы их взаимодействия; волны в двуслойных структурах, разделенных немагнитной прослойкой. Важным является изучение взаимодействия таких волн с оптическим излучением. Кроме того, исследовалось влияние дефектов на такие волны. Кроме того, поверхностные магнитостатические волны нужно учитывать при интерпретации экспериментальных результатов, таких, как спектры различных магнитных объектов [5] или распространение спиновых волн в полосках с изгибами. Интерес к поверхностным магнитостатическим волнам связан, во-первых, с возможностью их практического использования, в частности, в невзаимных элементах. Во-вторых, по-видимому, значительный интерес вызван необычными свойствами таких волн, связанными с их топологической природой.

В данном докладе представлены результаты исследований поверхностных магнитостатических волн (волн типа Даймона-Эшбаха) в системах, однородных вдоль одной из осей (квазидвумерных системах) и намагниченных вдоль этой оси (аксиальная намагниченность). Рассматривается случай кусочно-постоянного намагничивания системы (частицы, бесконечно тонкие доменные стенки), т.е. кусочно-постоянной магнитной проницаемости $\hat{\mu}(\mathbf{r})$. Теоретически показано, что в этом случае для объектов, которые можно конформно отобразить друг в друга, свойства (в частности, спектр и, как следствие, разрешенное направление распространения) поверхностных магнитостатических волн одинаковы. Для простоты подробно рассмотрено отображение односвязной области в круг; для многосвязных областей свойства аналогичны для соответствующих границ. Математический формализм, использованный для установления данного свойства, хорошо известен в теории функций комплексного переменного [6]. Особенностью задачи является необходимость отображения комплексного потенциала, характеризующего магнитное поле, который здесь является неаналитической функцией на границах, где магнитная проницаемость терпит скачок.

Вследствие сделанного выше утверждения неудивительно, что для точно решаемых задач о распространении поверхностной волны в однородно намагниченном полупространстве и в однородно намагниченном бесконечном цилиндре с круглым сечением граничные условия совпадают и дают одинаковый спектр (для нулевой компоненты волнового вектора вдоль намагниченности $\omega = \omega_M / 2$ и разрешено только одно направление распространения (рисунок 1), определение ω_M см. в [2]). Кроме того, для любой цилиндрической поверхности, удовлетворяющей условиям квазистатичности (не имеющей резких "изломов"), спектр прижатых мод будет таким же. Аналогичным образом рассмотрены и круглая полость (изменяется направление распространения волны), кольцо и распределение намагниченности типа цилиндрического магнитного домена в бесконечном и в ограниченном ферромагнетике.

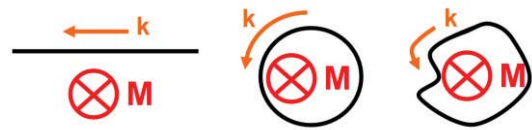


Рис. 1. Направление распространения прижатых мод для границ областей разной формы совпадает

В заключение отметим, что, как описано в [1], спектр объемных спиновых волн в слое, помещенном во внешнее поле, образует некоторую "разрешенную зону" по частоте, в то время, как пара топологически связанных поверхностных мод находится в "запрещенной зоне" с большей частотой (рисунок 2), что типично для топологических мод (состояний). В данной работе показано, что непрерывное изменение формы ферромагнетика не разрушает этих мод.

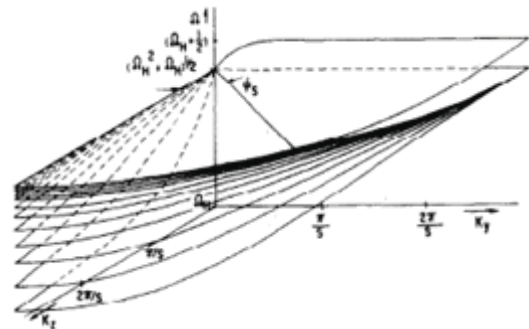


Рис. 2. Спектр магнитостатических мод для намагниченного слоя в поле. Рисунок взят из работы [1]

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №16-12-10254).

Литература

1. R.W. Damon, J.R. Eshbach // J. Phys. Chem. Sol. **19**, 308 (1961).
2. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны // Физматлит, Москва (1994).
3. R.W. Damon, H. Van De Vaart // J. Appl. Phys. **36**, 3453 (1965).
4. D.L. Mills, E. Burstein // Rep. Prog. Phys. **37**, 817 (1974).
5. Spin Wave Confinement. Edited by S.O. Demokritov // Pan Stanford Publishing, Singapore (2009).
6. М.А. Лаврентьев, Б.В. Шабат. Методы теории функций комплексного переменного // Наука, Москва (1973).

Генерация второй гармоники в магнитных системах с равновесным спиновым током

Е.А. Караштин^{1,2,*}, 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

В докладе представлены результаты теоретического исследования эффекта генерации сигнала на удвоенной частоте неколлинеарной магнитной структурой, связанного с наличием в такой структуре равновесных спиновых токов. В рамках подхода, основанного на гидродинамическом приближении для описания движения электронов проводимости в поле электромагнитной волны, продемонстрирована микроскопическая причина возникновения данного эффекта. Оказывается, что микроскопической причиной возникновения поляризации на удвоенной частоте является неадиабатическое отклонение спина электронов проводимости от локального направления намагниченности. Это приводит к возникновению спинового тока на удвоенной частоте, который трансформируется в электрический ток посредством спин-орбитального взаимодействия (обратный спиновый эффект Холла). Сделаны оценки восприимчивости на удвоенной частоте для параметров никеля и характерного масштаба изменения намагниченности, равного 10 нм. Величина восприимчивости вблизи частоты плазменного резонанса составляет при выбранных параметрах порядка 10^{-9} сгсэ, что позволяет надеяться на экспериментальное обнаружение эффекта.

В настоящее время активно исследуется возможность влиять на намагниченность ферромагнитных систем с помощью электрического тока. Это связано с созданием новых устройств спинтроники, в частности, магнитной памяти с возможностью управления током. Однако, значительные величины токов, необходимых для изменения магнитного состояния, приводят к поиску альтернативных механизмов влияния электрического поля на намагниченность системы. Одним из таких механизмов может являться магнитоэлектрический эффект (МЭ эффект), который заключается в возникновении в среде намагниченности, пропорциональной электрическому полю (обратный МЭ эффект), либо электрической поляризации, пропорциональной магнитному полю (прямой МЭ эффект) [1]. Данный эффект может возникать лишь в средах, в которых нарушена симметрия по отношению к операции инверсии. Частным случаем МЭ эффекта является возникновение электрической поляризации в средах с магнитным упорядочением. В случае, если отсутствие центра инверсии в системе обусловлено пространственно-неоднородным распределением намагниченности $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r})$, МЭ эффект называется флексомагнитоэлектрическим и для его существования необходимо неколлинеарное распределение $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. Известно, что в таких средах может возникать "чистый" спиновый ток (описываемый тензором j_{ik}), не сопровождающийся переносом заряда [2], причем электрическая поляризация \mathbf{P} связана со спиновым током выражением [2,3]

$$P_l = u e_{ikl} j_{ik}, \quad (1)$$

где u — константа, e_{ikl} — антисимметричный тензор Леви-Чивита. Поэтому важным становится вопрос диагностики спиновых токов в неколлинеарно намагниченных средах.

Другим теоретически предсказанным эффектом, возникающим в описанных средах, является эффект генерации второй гармоники при облучении их электромагнитной волной [4]. Действительно, для возникновения указанного эффекта необходимо нарушение симметрии системы по отношению к операции инверсии, которое в данном случае можно связать с наличием в системе спинового тока. Поскольку эффект генерации сигнала на удвоенной частоте крайне чувствителен к симметрии системы, он может являться эффективным инструментом диагностики спиновых токов. В данной работе предложена теоретическая модель эффекта генерации второй гармоники в неколлинеарных ферромагнетиках, основанная на гидродинамическом описании электронов проводимости, и продемонстрирован механизм возникновения сигнала на удвоенной частоте, связанного со спиновыми токами в таких системах. Выполненные оценки показывают возможность экспериментального наблюдения эффекта.

Из симметричных соображений поляризация на удвоенной частоте может быть записана в виде

$$P_l^{2\omega} = \beta_{likm} j_{ik} E_n E_m, \quad (1)$$

\mathbf{E} — вектор электрического поля волны, β_{liknm} — тензор нелинейной восприимчивости пятого ранга. Поскольку магнитные индексы в (2) сворачиваются с координатными, для возникновения данного эффекта необходимо кроме обменного взаимодействия учитывать также спин-орбитальное взаимодействие.

Для построения микроскопической модели эффекта генерации второй гармоники, описываемого формулой (2), использовано гидродинамическое описание электронов проводимости, которые считаются ответственными за оптический отклик рассматриваемой неколлинеарно намагниченной среды. В этой модели среднее движение электронов проводимости в неоднородной магнитной среде под действием электрического поля электромагнитной волны описывается законами сохранения массы и спина электронов, уравнением Эйлера для их скорости и уравнениями Максвелла для наведенного волной поля; феноменологически учитываются аномальный эффект Холла (в уравнении Эйлера) и спиновый эффект Холла (связывающий поток электронов и поток их спина), природа которых связана со спин-орбитальным взаимодействием [5]. Константы, которые входят в эти уравнения (угол спинового эффекта Холла, обменная константа, энергия Ферми, времена релаксации спина и импульса, концентрация электронов проводимости), известны, что позволяет не только продемонстрировать механизм возникновения нового вклада в генерацию второй гармоники, но и сделать оценки величины этого эффекта.

Исследования в рамках описанной теории показали, что микроскопической причиной возникновения электрической поляризации на удвоенной частоте является отклонение спина электронов проводимости от локального направления намагниченности, обусловленное неадиабатическими процессами. Действительно, при осцилляции электронов под действием поля волны в среде с неоднородной намагниченностью их спин следует за направлением локального магнитного момента (адиабатическая часть). Запаздывание, связанное с невозможностью мгновенного изменения направления спина,

приводит к появлению поправки к спину электронов, перпендикулярному как вектору намагниченности, так и направлению ее изменения (неадиабатическая часть спина). Неадиабатическая часть спина вместе с линейной по электрическому полю волны скоростью электронов дает спиновый ток на удвоенной частоте, который трансформируется в электрическую поляризацию посредством обратного спинового эффекта Холла. Возникновение в среде наведенного электрического поля приводит к тому, что эффект удвоения частоты, механизм которого описан выше, имеет резонансный характер с резонансом на плазменной частоте электронов. Сделаны оценки величины эффекта для параметров никеля, при этом считалось, что масштаб изменения намагниченности, которое можно реализовать с помощью искусственного наноструктурирования материала, составляет порядка 10 нм. При выбранных параметрах величина восприимчивости на удвоенной частоте в резонансе (частота равна плазменной) составляет порядка 10^{-9} сгсэ. Эта величина нелинейной восприимчивости — одного порядка по сравнению с восприимчивостью хорошо известного нелинейного кристалла дигидрофосфата калия (KDP).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-32-00527) и РНФ (грант №16-12-10340).

Литература

1. А. П. Пятаков, А. К. Звездин // УФН 182, 593 (2012).
2. H. Katsura, N. Nagaosa, and A.V. Balatsky // Phys. Rev. Lett. 95, 057205 (2005).
3. V.G. Bar'yakhtar, V.A. L'vov, and D.A. Yablonskii // Pis'ma Zh. Exp. Teor. Fiz. 37, 565 (1983).
4. J. Wang, B.-F. Zhu, and R.-B. Liu // Phys. Rev. Lett. 104, 256601 (2010).
5. J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, and T. Jungwirth // Rev. Mod. Phys. 87, 1213 (2015).

Структура и магнетизм сверхрешеток Dy/Gd

Е.А. Кравцов^{1,*}, М.А. Андреева², Н.О. Антропов¹, В.В. Проглядо¹,
М.В. Рябухина¹, Ю. Хайдуков^{3,4}, Е.М. Якунина¹, В.В. Устинов¹

¹ Институт физики металлов УрОРАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

² МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

³ Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, D 70569 Stuttgart, Germany.

⁴ Max Planck Society Outstation at the FRM-II, D-85747 Garching, Germany.

*kravtsov@imp.uran.ru

Методом высоковакуумного магнетронного распыления были успешно синтезированы сверхрешетки Dy/Gd. Были определены оптимальные параметры роста, позволяющие получить высококачественные эпитаксиальные структуры. Рентгеноструктурные исследования подтверждают формирование эпитаксиальных наноструктур и хорошее качество слоистой структуры. Магнитные свойства полученных сверхрешеток позволяют предположить формирование в них длиннопериодической магнитной структуры с чередующейся киральностью в слоях Dy.

Сверхрешетки Dy/Gd - новый класс искусственных магнитных материалов, образованных чередующимися магнитными слоями геликоидально-упорядоченного Dy и ферромагнитно-упорядоченного Gd. Для таких структур характерно формирование сложных типов магнитного упорядочения, причем большую роль играет новый параметр порядка - киральность. До настоящего времени, такие структуры получали методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В настоящей работе мы сообщаем о росте серии эпитаксиальных (001)Dy/Gd сверхрешеток, исследуем их структурные и магнитные свойства.

Рост и структурная характеристика образцов

Серия сверхрешеток Dy/Gd была синтезирована методом высоковакуумного магнетронного распыления на постоянном токе на установке ULVAC-MPS_4000_C6. Параметры роста (скорости и температуры), известные из литературы для обеспечения успешного роста редкоземельных сверхрешеток методом молекулярно-лучевой эпитаксии [1,2], были оптимизированы для случая высоковакуумного магнетронного распыления.

Рост производился на монокристаллических подложках $(11\bar{2}0)Al_2O_3$, которые перед напылением отжигались в течение 1 часа при температуре 435°C, после чего на них при той же температуре подложки был нанесен буферный слой Nb толщиной 100 нм и далее отожжен в течение 1 часа при этой же температуре. Далее температура подложки была снижена до 350°C и был выращен слой Y толщиной 50 нм, на который затем при температу-

ре 150°C растились последовательно чередующиеся слои Dy и Gd. Для защиты от окисления, после охлаждения структуры до комнатной температуры, был нанесен защитный слой Al толщиной 10 нм.

Структурные свойства полученных пленок были определены с помощью рентгеновской рефлектометрии и дифрактометрии высокого разрешения, измерения проводились на излучении Co K α на рентгеновском дифрактометре PANalytical Empyrean Series 2. На рис. 1 представлена кривая рентгеновской дифракции от сверхрешетки [Dy(6 нм)/Gd (3 нм)]₂₀, измеренная вдоль направления роста образца, совпадающего с направлением подложки [110]Al₂O₃.

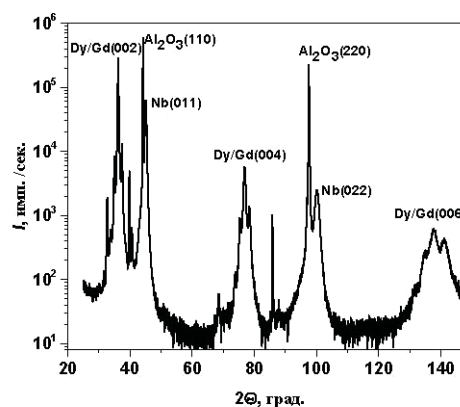


Рис. 1. Рентгеновской дифрактограмма от сверхрешетки [Dy(6 нм)/Gd (3 нм)]₂₀

Из анализа дифрактограммы на рис. 1 можно сделать вывод, что в направлении роста образца выполняются эпитаксиальные соотношения $[110]Al_2O_3 \parallel [011]Nb \parallel [002]Dy/Gd$, известные для

эпитаксиального роста редкоземельных сверхрешеток методом молекулярно-лучевой эпитаксии [1,2].

Для определения толщин отдельных слоев были проведены рентгеновские рефлектометрические измерения, на рис. 2 представлен рефлектометрический спектр от того же образца, обработка проведена с помощью программы PANalytical X'Pert Reflectivity. Из анализа рефлектометрических кривых установлено, что в сверхрешетках Dy/Gd формируется хорошо определенная слоистая структура со среднеквадратичной шероховатостью межслойных границ около 3-4 атомных монослоев.

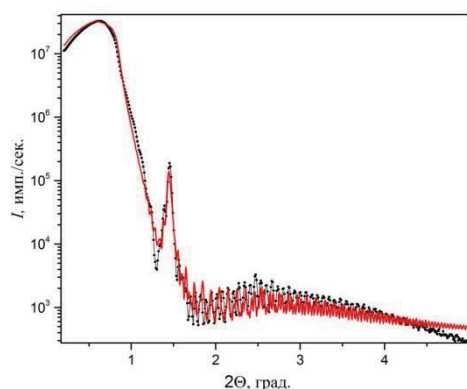


Рис. 2. Экспериментальные данные (символы) и результат обработки (линия) рентгеновской рефлектометрии для сверхрешетки $[\text{Dy}(6 \text{ нм})/\text{Gd}(3 \text{ нм})]_{20}$

Магнитные свойства сверхрешеток Dy/Gd

Магнитные свойства сверхрешеток были исследованы комбинированным применением СКВИД-магнитометрии и рефлектометрии поляризованных нейтронов. На рис. 3 представлена температурная зависимость намагниченности $[\text{Dy}(9 \text{ нм})/\text{Gd}(6 \text{ нм})]_{20}$, измеренная в поле 100 Э и 1 кЭ, приложенном в плоскости образца. Образец был сначала охлажден в нулевом магнитном поле, и далее было приложено магнитное поле и проведены измерения при нагревании и охлаждении образца в приложенном поле. Сравнивая магнитометрические данные рис. 3 с известными результатами для сверхрешеток Dy/Gd [3], можно предположить формирование в сверхрешетке длиннопериодической магнитной структуры с чередующейся киральностью в слоях Dy. Измерения, проведенные с помощью поляризованных нейтронов и ядерно-резонансной рефлектометрии подтвердили формирование упорядоченного геликоидального состояния в слоях Dy при

температурах от 80 К до 180 К, однако, полученных данных пока не достаточно для однозначного определения киральности сверхрешеток Dy/Gd.

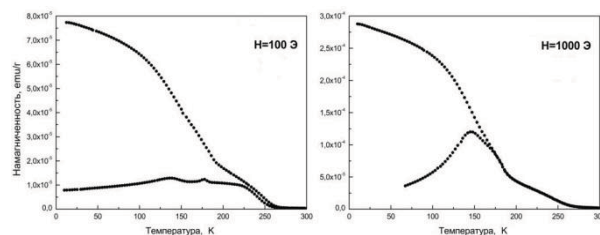


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности сверхрешетки $[\text{Dy}(9\text{нм})/\text{Gd}(6\text{нм})]_{20}$, измеренные в магнитных полях 100 и 1000 Э

Заключение

Методом высоковакуумного магнетронного распыления нами были успешно синтезированы эпитаксиальные сверхрешетки Dy/Gd. Были определены оптимальные параметры роста, позволяющие получить высококачественные многослойные наноструктуры. Структурные исследования, проведенные с помощью рентгеновской рефлектометрии и дифрактометрии высокого разрешения, показали, что в сверхрешетках формируется хорошо определенная слоистая структура со среднеквадратичной шероховатостью межслойных границ около 3-4 атомных монослоев. Магнитные измерения, проведенные с помощью комбинированного применения СКВИД-магнитометрии и рефлектометрии поляризованных нейтронов и ядерно-резонансной рефлектометрии, позволяют предположить формирование в сверхрешетках /Gd длиннопериодической магнитной структуры с чередующейся киральностью в слоях Dy.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (проект RFMEFI61616X0067).

Литература

1. Majkrzak C.F., Kwo J., Yjng M., *et al.* // Adv. Phys., V. 40, 99 (1991).
2. Flynn C.P. and Salamon M.B. Handbook of the Physics and Chemistry of Rare Earths (Eds. Gschneider K.A. and Eyring L.), Vol. 22, P. 1-79.
3. R. E. Camley, J. Kwo, M. Hong, and C. L. Chien// Phys. Rev. Lett., V. 64, 2703 (1990).

Фрустрированные изинговские системы: метастабильные состояния и фазовая диаграмма

Ю.Б. Кудасов^{1, 2, *}, Д.А. Маслов^{1, 2}, Р.В. Козабаранов^{1, 2}, О.М. Сурдин^{1, 2},
В.В. Платонов^{1, 2}

1 Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, пр.Мира, 37, Саров, 607188.

2 Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, ул. Духова, 6, Саров, 607190.

*yu_kudasov@yahoo.com

Представлен краткий обзор недавних результатов и открытых проблем в области фрустрированных изинговских систем. Обсуждаются магнитные фазовые диаграммы нескольких групп спин-цепочечных соединений: CsCoCl_3 , $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$, $\text{Sr}_5\text{Rh}_4\text{O}_{12}$, $\alpha\text{-CoV}_2\text{O}_6$. Показано, что существенную роль в наблюдаемых кривых намагничивания спин-цепочечных соединений играют метастабильные состояния, которые приводят к формированию доменной структуры и прекурсоров метамагнитных фазовых переходов. Другим примером фрустрированной изинговской системы может служить новый мультиферроик LuFe_2O_4 . В этом соединении ионы железа Fe^{2+} и Fe^{3+} формируют слабо взаимодействующие двойные треугольные слои. Следует отметить, что здесь моделью Изинга описывается как зарядовая система (переменная валентность ионов железа), так и магнитная структура (магнитные моменты ионов железа). Вопрос о сегнетоэлектричестве в LuFe_2O_4 остается открытым.

Введение

Одной из основных особенностей фрустрированных магнитных систем является наличие большого числа метастабильных состояний. Это приводит к необычным и разнообразным физическим явлениям [1]. В $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ магнитная система сформирована правильная треугольная решетка изинговских цепочек. Взаимодействие вдоль цепочек является ферромагнитным (ФМ) и наиболее сильным в системе, что позволяет рассматривать их как элементы структуры с двумя состояниями намагниченности. Слабое антиферромагнитное взаимодействие (АФМ) между ближайшими соседями вызывает фрустрированное состояние магнитной системы. Оно сопровождается сильным вырождением, т.е. имеется огромное количество конфигураций с низшей энергией. Кривая намагничивания $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ при низких температурах имеет 4 ступеньки, эквидистантные по магнитному полю.

В других аналогичных группах веществ: CsCoCl_3 и $\text{Sr}_5\text{Rh}_4\text{O}_{12}$ очень слабые взаимодействия соседей, следующих за ближайшими вырождение частично снимается. Поэтому при низких температурах в CsCoCl_3 возникает трехподрешеточная ферримагнитная (3SL) структура, а в $\text{Sr}_5\text{Rh}_4\text{O}_{12}$ страйп-фаза [1, 2].

Недавно было обнаружено и детально исследовано магнитное поведение нового представителя спин-цепочечных соединений α -фаза CoV_2O_6 [3]. Оно

представляет значительный интерес в связи с тем, что, несмотря на сильное структурное искажение треугольной решетки цепочек кривая намагничивания подобна наблюдавшейся в $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$.

Фрустрированная изинговская система может быть реализована в зарядовом упорядочении. В LuFe_2O_4 ионы железа расположены в двойных треугольных слоях. Ион железа формально имеет переменную валентность, т.е. имеется равное количество Fe^{2+} и Fe^{3+} , которые могут рассматриваться как два изинговских состояния.

Метастабильность и фазовые переходы

Время жизни метастабильного состояния определяется иерархией характерных времен. Самым коротким является время переворота одиночного спина. Смене намагниченности цепочки соответствует гораздо большее время, но и оно не является максимальным. При формировании крупномасштабной доменной структуры характерное время жизни метастабильного состояния становится очень большим. Например, для $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ оно достигает нескольких часов. В частности, доменная структура определяет появление двух дополнительных ступеней намагниченности.

Сходство кривых намагничивания α -фазы CoV_2O_6 и $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$ объясняется сильной анизотропией доменной структуры $\alpha\text{-CoV}_2\text{O}_6$. При этом доменные

стенки ориентированные только вдоль одного направления оказываются долгоживущими.

В CsCoCl_3 метастабильные состояния проявляются в виде прекурсоров метамагнитного фазового перехода в сильном магнитном поле.

Зарядовая система LuFe_2O_4

Ионы Fe^{2+} и Fe^{3+} могут образовывать различные зарядовые структуры на треугольных бислоях в LuFe_2O_4 , в том числе и без центра инверсии, что приводит к возникновению сегнетоэлектричества [4].

Это утверждение недавно было подвергнуто сомнению на основании изучения импедансной спектроскопии. Было показано, что существует два сильно отличающихся характерных времени релаксации, относящихся к объему вещества и поверхности.

С другой стороны, недавно на поверхности LuFe_2O_4 наблюдались как магнитные, так и электрические домены. Было также показано, что необычный АС отклик при наличии слабого смещения (Рис. 1) может быть объяснен движением доменных стенок в поверхностном слое [5]. Таким образом, в настоящее время даже вопрос о том, является это вещество сегнетоэлектриком остается открытым, хотя роль поверхностного слоя в формировании диэлек-

трического отклика может считаться установленной.

Заключение

Метастабильные состояния определяют многие свойства фрустрированных изинговских систем. Часто переходы между метастабильными состояниями ошибочно интерпретируются как фазовые границы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-02-00247).

Литература

1. Ю. Б. Кудасов, А. С. Коршунов, В. Н. Павлов, Д. А. Маслов // УФН, Т. 85, 144418 (2012).
2. Ю. Б. Кудасов // Письма в ЖЭТФ, Т. 88, 677 (2008).
3. M. Nandi, P. Mandal // J. Appl. Phys., V. 119, 133904 (2016)
4. N. Ikeda, H. Ohsumi, K. Ishii, et al. // Nature, V. 436, 1136 (2005).
5. Yu. B. Kudasov, M. Markelova, D. A. Maslov et al. // Phys. Lett A, V. 380, 3932 (2016).

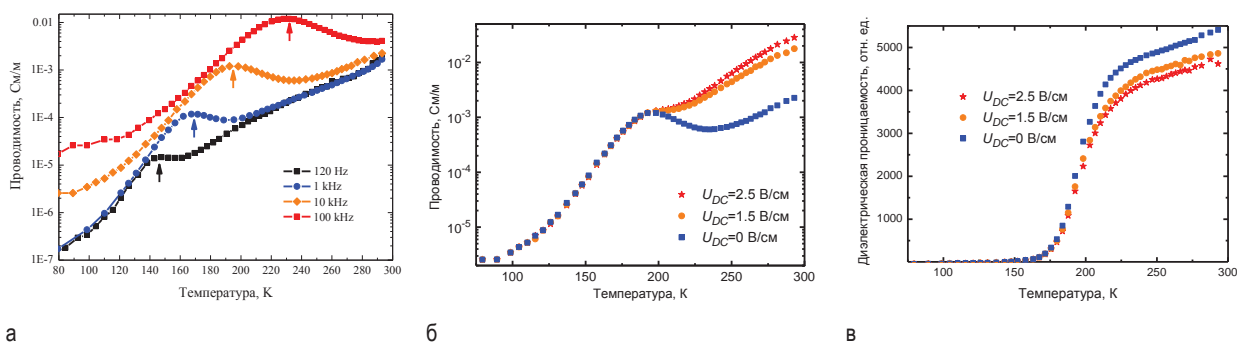


Рис. 1. АС отклик поликристаллического образца LuFe_2O_4 [5]: (а) проводимость для различных частот, (б) проводимость и (в) диэлектрическая проницаемость на частоте 10 кГц при различных значения постоянного электрического поля

Однофазные эпитаксиальные слои InFeSb с температурой Кюри выше комнатной

А.В. Кудрин^{1,2,*}, Ю.А. Данилов^{1,2}, В.П. Лесников¹, Д.А. Павлов², Ю.В. Усов²,
Е.А. Питиримова², И.Н. Антонов¹, О.В. Вихрова¹, А.В. Алофердов¹, Р.Н. Крюков²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

*kudrin@nifti.unn.ru

Методом лазерного распыления в вакууме созданы эпитаксиальные гетероструктуры InFeSb/GaAs. Исследования методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии обнаружили, что слои InFeSb являются монокристаллическими и не содержат нановключений дополнительной фазы. Исследования магнитотранспортных свойств показали, что в структурах наблюдается аномальный эффект Холла и отрицательное магнетосопротивление вплоть до комнатной температуры.

Введение

В последнее время появились работы, показывающие возникновение собственного ферромагнетизма у полупроводниковых матриц A3B5, сильно легированных атомами железа, в частности InFeAs [1], GaFeSb [2]. Причем слои GaFeSb демонстрируют ферромагнетизм при комнатной температуре. Согласно выполненным экспериментальным работам, в матрицы узкозонных полупроводников, таких как InAs и GaSb, можно вводить значительное количество Fe без образования включений второй фазы. Нами показана возможность формирования однофазных эпитаксиальных структур InFeSb/GaAs с температурой Кюри около комнатной.

Методика эксперимента

Слои InFeSb толщиной ≈ 35 нм были получены методом периодического лазерного распыления в вакууме мишеней InSb и Fe на подложках *i*-GaAs. Соотношение времен распыления t_{Fe}/t_{InSb} варьировалось в диапазоне 0.04 – 0.17. Температура ростоого процесса изменялась в диапазоне 30 – 300°C.

Результаты и обсуждение

Исследования структуры слоев методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ) показали, что слои InFeSb являются эпитаксиальными. На рис. 1 представлено ВРПЭМ изображение участка поперечного среза структуры InFeSb/GaAs, полученной при 250°C и с технологическим содержанием железа $t_{Fe}/t_{InSb} = 0.17$. Слой InFeSb является монокристаллическим, выпадения второй фазы в виде металлического Fe или соединений FeSb не обнаружено. Определен-

ное рассогласование кристаллических решеток слоя InFeSb и подложки GaAs Δ/a в направлении роста составляет ≈ 14.9 %, что совпадает с величиной Δ/a для монокристаллических InSb и GaAs. В то же время определенная величина Δ/a в плоскости слоя InFeSb составляет ≈ 10.9 %, следовательно, слой InFeSb сохраняет напряжения сжатия. Микродифракция от области InFeSb/GaAs содержит рефлекссы, соответствующие GaAs (с меньшей постоянной решетки) и InFeSb (вставка к рис. 1). Дополнительной сетки рефлекссов, связанных с наличием дополнительной кристаллической фазы, не выявлено. Исследования элементного состава структуры методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии в процессе ПЭМ исследований показали равномерное распределение атомов Fe в слое.

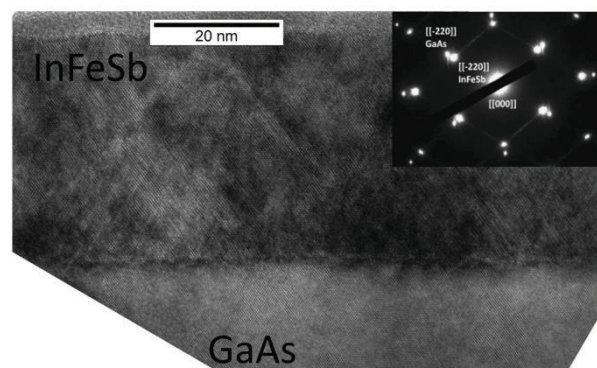


Рис. 1. ВРПЭМ изображение структуры InFeSb/GaAs. На вставке представлена дифракционная картина от интерфейса InFeSb/GaAs

Исследования эффекта Холла и магнетосопротивления выявили, что структуры являются ферромаг-

нитными до комнатной температуры. В структурах наблюдается проявление аномального эффекта Холла и отрицательное магнетосопротивление. На рис. 2 представлены зависимости сопротивления Холла от магнитного поля при 300 и 77 К для слоев InFeSb , полученных при 250°C (рис. 2 *a*) и комнатной температуре (рис. 2 *b*).

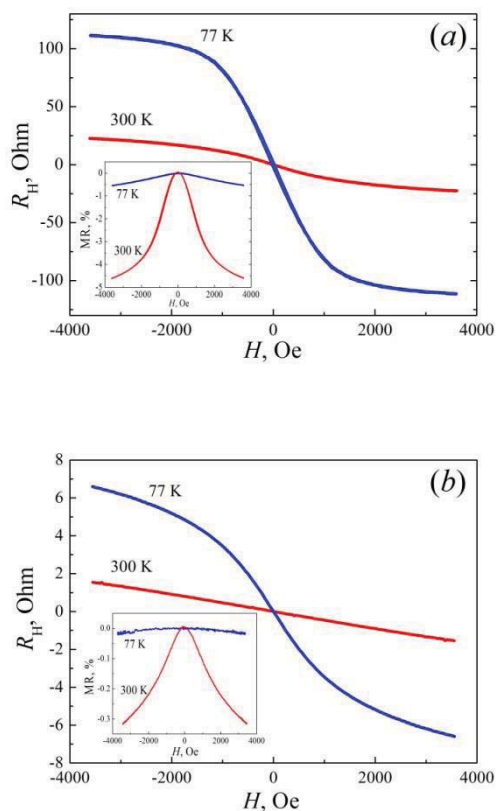


Рис. 2. Магнитопольевые зависимости сопротивления Холла для слоев InFeSb , полученных при 250 (*a*) и 30°C (*b*). На вставке представлены зависимости магнетосопротивления

Обращает на себя внимание то, что в слое InFeSb , полученном при комнатной температуре, также наблюдаются спин-зависимые транспортные явления (рис. 2 *b*). Исследования электронной дифракции на отражение показали, что такой слой InFeSb является поликристаллическим.

На рис. 3 представлены спектры отражения для слоев InFeSb , полученных при 30 (кривая 2), 200 (кривая 3) и 250°C (кривая 4). Спектр отражения для структуры InSb/GaAs , полученной при 250°C и не содержащей Fe, представлен кривой 1. На встав-

ке к рис. 3 представлены спектры для структуры InSb/GaAs и монокристаллической подложки InSb . Спектр отражения для структуры InSb/GaAs совпадает со спектром для монокристаллического InSb и содержит особенности, связанные с характерными межзонными переходами в пределах зоны Бриллюэна [3]. Наиболее выражены пики дублета вблизи E_1 (1.85 и 2.36 эВ) и интенсивный пик переходов E_2 (4.13 эВ).

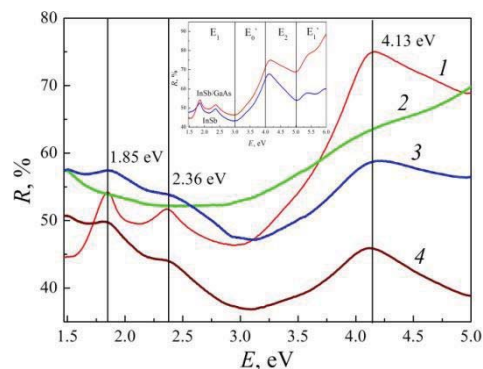


Рис. 3. Спектры отражения для структуры InSb/GaAs (кривая 1), структур $\text{InFeSb}/\text{GaAs}$, полученных при 30 (кривая 2), 200 (кривая 3) и 250°C (кривая 4). На вставке представлены спектры для структуры InSb/GaAs и монокристаллического InSb

Для структур $\text{InFeSb}/\text{GaAs}$, полученных при 200 и 250°C, хорошо разрешаются пики дублета E_1 и интенсивный пик E_2 . Это подтверждает высокое кристаллическое качество слоев InFeSb и показывает сохранение зонной структуры InSb .

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России), при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824_a, 16-07-01102_a) и гранта (МК-8221.2016.2) президента Российской Федерации.

Литература

1. M. Tanaka, S. Ohya, P. N. Hai // *Applied Physics Reviews*, V. 1, 011102 (2014).
2. N. T. Tu, P. N. Hai, L. D. Anh, M. Tanaka // *Applied Physics Letters*, V. 108, 192401 (2016).
3. R. R. L. Zucca, Y. R. Shen // *Physical Review B*, V. 1, 2668 (1970).

Фоторезистивный детектор циркулярно-поляризованного излучения на основе МДП структуры со слоем CoPt

А.В. Кудрин^{1,*}, М.В. Дорохин¹, А.В. Здоровейцев¹

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

*kudrin@nifti.unn.ru

Создан фоторезистивный детектор циркулярно-поляризованного излучения на основе МДП структуры CoPt/(Al₂O₃/SiO₂)/InGaAs/GaAs. Эффективность детектирования циркулярно-поляризованного излучения составляет 0.75 % при комнатной температуре. Работа детектора основана на зависимости коэффициента пропускания слоя CoPt от знака циркулярной поляризации света и намагниченности слоя.

Введение

Детекторы циркулярно-поляризованного излучения (ЦПИ), демонстрирующие связь электрической величины (тока или напряжения) со знаком и степенью поляризации света, могут быть использованы в системах оптической передачи информации. В частности, такие детекторы могут быть частью системы оптической передачи данных в электронно-оптических интегральных схемах. Основным направлением по созданию детекторов циркулярно-поляризованного излучения является использование систем «ферромагнитный металл/полупроводниковая структура». Вариантами таких систем являются структуры металл/полупроводник с барьером Шоттки [1], металл/туннельный диэлектрический слой/полупроводник [2], металл/*p-i-n* фотодиод [3, 4]. В качестве ферромагнитных металлов используются слои Fe, NiFe, Co, CoFeB, CoFeSi. Работа таких детекторов основана на эффекте спиновой фильтрации фотовозбужденных носителей заряда на интерфейсе ферромагнетик/полупроводник. Облучение полупроводниковой области циркулярно-поляризованным светом приводит к возникновению в ней поляризованных по спину носителей заряда. Для спин-поляризованных носителей заряда различаются вероятности прохождения через барьер ферромагнетик/полупроводник, что приводит к зависимости величины фототока через структуру от направления циркулярной поляризации света или намагниченности ферромагнитного контакта. Для функционирования указанных структур необходимо протекание тока перпендикулярно слоям структуры. Нами предложен альтернативный вариант

детектора циркулярно-поляризованного излучения с протеканием тока вдоль плоскости структуры и основанного на использовании эффекта магнитоциркулярного дихроизма (МЦД).

Методика эксперимента

Магнитоциркулярный дихроизм выражается в различии коэффициента поглощения в ферромагнитном материале для лево- и правоциркулярнополяризованных компонент света. Изготовленный детектор функционирует за счет комбинации эффектов МЦД в ферромагнитном слое CoPt и фотопроводимости в слое InGaAs. На подложке *i*-GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии при температуре 600 °С были выращены буферный слой GaAs (толщиной ≈ 100 нм) и слой InGaAs (толщиной ≈ 200 нм). Содержание индия в слое In_xGa_{1-x}As составляло $x_{In} = 0.15\%$. Легирование слоев в процессе роста не проводилось. На поверхности полупроводниковой структуры методом электроннолучевого испарения (ЭЛИ) создавался слой комбинированного диэлектрика Al₂O₃/SiO₂/Al₂O₃ общей толщиной 170 нм. Далее также методом ЭЛИ на диэлектрик наносился слой Co_{0.45}Pt_{0.55} толщиной 8 нм. Назначение диэлектрика заключается в электрической изоляции слоя InGaAs от слоя CoPt при исследовании планарной фотопроводимости структуры. К слою InGaAs создавались In омические контакты. Таким образом, формировалась структура фоторезистивного элемента, которая демонстрировала *p*-тип проводимости и имела величину темнового слоевого сопротивления 89 кОм/кв. На рис. 1 представлено схематическое изображение структуры.

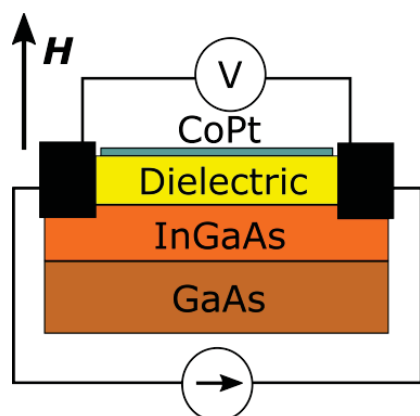


Рис. 1. Схематическое изображение фоторезистора для детектирования циркулярно-поляризованного излучения

Исследование фотопроводимости проводилось при освещении структуры через слой CoPt. В качестве источника света использовалась лампа накаливания излучение от которой пропускалось через монохроматор. Выходящий из монохроматора свет проходил через линейный поляризатор и далее через пластину $\lambda/4$. Положение четвертьволновой пластины определяло направление циркулярной поляризации света, падающего на фоторезистор перпендикулярно поверхности CoPt. Структура помещалась в магнитное поле, ориентированное перпендикулярно плоскости. При каждом значении магнитного поля проводилось поочередное освещение структуры лево- и право- 100 % поляризованным светом. Эффективность детектирования ЦПИ определялась следующим образом: $R_{\text{лев}} - R_{\text{прав}} / R_{\text{лев}} + R_{\text{прав}}$, где $R_{\text{лев}}$ и $R_{\text{прав}}$ сопротивление структуры при освещении светом соответствующей поляризации.

Результаты и обсуждение

Слои CoPt, полученные используемым методом ЭЛИ, обладают ярко выраженной перпендикулярной магнитной анизотропией. На рис. 2 непрерывной линией представлена магнитополевая зависимость намагниченности исследуемого фоторезистора при ориентации внешнего магнитного поля перпендикулярно слою CoPt. Эффективность детектирования ЦПИ демонстрировала зависимость от длины волн падающего света. Наибольшая величина эффективности регистрации составляла ≈ 0.75 % для длин волн близких к краю поглощения слоя InGaAs (920 нм). На рис. 2 символами представлена зависимость эффективности детектирования циркулярно-поляризованного излучения от

величины внешнего магнитного поля при комнатной температуре для длины волны 960 нм.

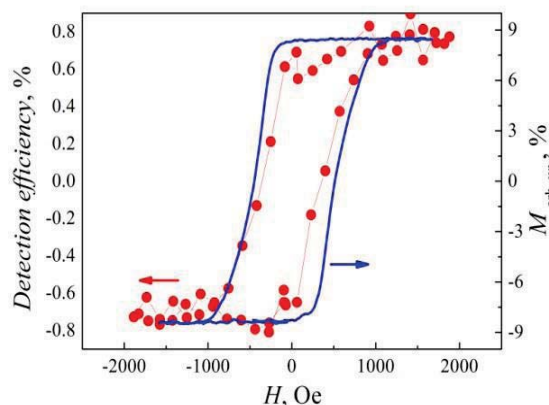


Рис. 2. Эффективность детектирования циркулярно-поляризованного света фоторезистивной МДП структурой с CoPt слоем

Форма зависимости эффективности детектирования ЦПИ от магнитного поля совпадает с формой магнитополевой зависимости намагниченности структуры. Наличие эффекта магнитоциркулярного дихроизма в слое CoPt приводит к зависимости коэффициента пропускания от направления циркулярной поляризации света и намагниченности слоя. Результатом этого является различие в количестве фотовозбужденных носителей в слое InGaAs, что приводит к различию в регистрируемом сопротивлении слоя InGaAs.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России), при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824_a, 16-07-01102_a) и гранта (МК-8221.2016.2) президента Российской Федерации. Авторы выражают благодарность Звонкову Б. Н. за выращивание полупроводниковой части структуры.

Литература

1. S. T. Ruggiero, A. Williams, C. E. Tanner et al. // Applied Physics Letters, V. 82, 4599 (2003).
2. Y. J. Park, M. C. Hickey, M. J. Van Veenhuizen et al. // Journal of Physics: Condensed Matter, V. 23, 116002 (2011).
3. R. Farshchi, M. Ramsteiner, J. Herfort et al. // Applied Physics Letters, V. 98, 162508 (2011).
4. P. Renucci, V. G. Truong, H. Jaffres et al. // Physical Review B, V. 82, 195317 (2010).

«Надувание» цилиндрических магнитных доменов электрическим полем

Д.П. Куликова¹, Е.П. Николаева¹, А.В. Николаев¹, А.П. Пятаков^{1,4*}, А.К. Звездин^{2,3,4§}

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

² Институт Общей физики РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 199991.

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 199991.

⁴ Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ), Институтский пер. 9, г. Долгопрудный, Московская область, 141701

*alexander.pyatakov@gmail.com, §zvezdin@gmail.com

Обнаружен новый магнитоэлектрический эффект в пленках ферритов гранатов: приложение электрического напряжения к точечному электроду, касающегося пленки феррита граната в монодоменном состоянии индуцирует возникновение цилиндрического магнитного домена b .

Физика магнитоэлектрических веществ и мультиферроиков вызывает неослабевающий интерес исследователей более десятилетия [1-3]. В последние несколько лет обозначилась тенденция к рассмотрению магнитоэлектрического взаимодействия на масштабе отдельных доменов или даже доменных границ [4-6]. В частности, в работах трех научных групп было продемонстрировано различными экспериментальными методами, что неоднородное электрическое поле, соответственно, от трех типов источников: точечного электрода [7], зонда сканирующего микроскопа [8] и полоскового электрода [9] смещает или трансформирует магнитные доменные границы в пленках ферритов гранатов.

В работе И.Е. Дзялошинского [10] было предсказано, что возможно также зарождение доменной границы из монодоменного состояния. Образование протяженной границы полосового домена с помощью точечного электрода представляется маловероятным вследствие быстрого ослабления электрического поля с расстоянием от точки контакта зонда и образца. В то же время, локализованное образование типа цилиндрического магнитного домена (ЦМД), может целиком находиться в области сильного неоднородного электрического поля зонда, что делает возможным создание ЦМД в точке контакта зонда и образца.

В связи с этим, нами были предприняты эксперименты по обнаружению эффекта зарождения ЦМД на образце пленки феррита граната, для которого

ранее был продемонстрирован сильный магнитоэлектрический эффект [7]. Образец представлял собой пленку $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ толщиной 9.7 мкм, выращенную на подложке из гадолиний-галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с кристаллографической ориентацией (210) [11]. Толщина подложки составляла около 0.5 мм. Намагниченность насыщения $4\pi M_S = 62 \text{ Гс}$.

Для создания электрического поля большой напряженности в диэлектрической пленке феррита-граната в качестве зонда использовалась молибденовая проволока диаметром около 10 мкм, касающаяся поверхности образца (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. В эксперименте образец феррита граната был помещен в магнитное поле смещения, переводящее образец в монодоменное состояние.

При включении электрического напряжения более 500 В в месте касания проводящим зондом поверхности диэлектрического образца наблюдалось зарождение цилиндрического магнитного домена (рис.1).

При подаче на зонд отрицательного относительно подложки пленки потенциала зарождение ЦМД не наблюдалось [12].

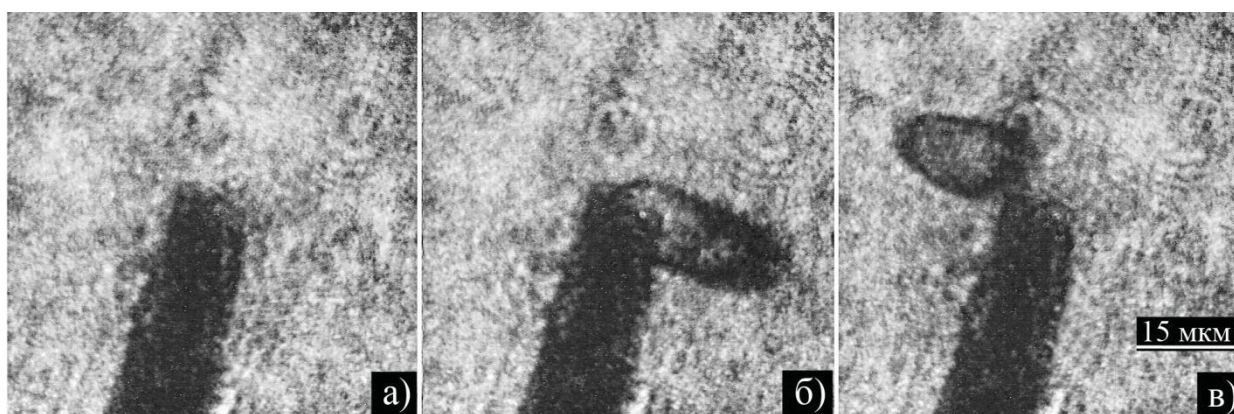


Рис. 1. Зарождение цилиндрического магнитного домена. (а) До подачи напряжения на зонд; (б) После включения напряжения; (в) После снятия напряжения [12]

Размер зародившегося домена, находящегося в непосредственной близости от электрода, зависит от величины постоянного электрического напряжения, поданного на зонд: с ростом величины положительного потенциала зонда относительно подложки происходило увеличение размера ЦМД. Это показывает, что электрическое поле, «надувая» ЦМД, является фактором, способствующим его зарождению и стабилизации. Таким образом, магнитоэлектрическое взаимодействие играет не менее важную роль в равновесии ЦМД, чем традиционно рассматриваемые обменное, магнитостатическое и анизотропное взаимодействия.

Данный эффект представляет интерес и с практической точки зрения, так как предлагает энергосберегающую альтернативу процессу «выдувания» ЦМД с помощью импульсов спин-поляризованного тока большой плотности [13]. Эффект может быть использован для перестройки частоты магнитного резонанса [14] и управления магнетонными модами [15].

Благодарности

Проект поддержан грантами РФФИ № 16-02-00494-а и 16-29-14037-офи-м.

Литература

1. W. Eerenstein, N. D. Mathur, and J. F. Scott // *Nature*, V. 442, p. 759 (2006).
2. А.П. Пятаков, А.К. Звездин // *УФН*, Т. 182, С. 593-620 (2012).
3. D. I. Khomskii, arXiv:1510.05174 (2016).
4. А.П. Пятаков и др // *УФН*, Т. 185, С. 1077–1088 (2015).
5. S. Matzen, St. Fusil // *Comptes Rendus Physique*, V. 16, P. 227–240 (2015).
6. D. Meier // *J. Phys.: Condens. Matter*, V. 27, 463003 (2015).
7. А.С. Логинов и др. // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 86, С.124 (2007).
8. Г.В. Арзамасцева и др // *ЖЭТФ*, Т. 147 с. 793 (2015).
9. V. Koronovskyy, Y. Vakyla, *Electron. Mater. Lett.* V. 11, p.1028 (2015).
10. I. Dzyaloshinskii // *EPL*, V. 83, P. 67001 (2008).
11. А.М. Балбашов и др. // *ЖТФ*, Т. 61, С. 159 (1991).
12. Д.П. Куликова и др. // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 104, С.196 (2016).
13. W. Jiang, P. Upadhyaya, and W. Zhang // *Science*, V. 349, P.283 (2015).
14. Е.А. Караштин, А.А. Фраерман, *ФТТ*, Т.58, с. 2149 (2016).
15. V. Risinggard, I. Kulagina, J. Linder // *Scientific Reports*, V. 6, p.31800 (2016).

Влияние эффекта увлечения на спин-волновой ток в структурах Pt/YIG/Pt

И.И. Ляпилин¹, М.С. Огороков^{1,*}

¹ Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

*Okorokovmike@gmail.com

В модели трех потоков: «когерентных» и термически возбужденных магнонов и фононов рассмотрен эффект увлечения и влияние его на эволюцию спин-волнового тока в магнитном диэлектрике структуры металл/магнитный диэлектрик/металл.

Введение

Распространение спин-волнового тока в магнитном диэлектрике структуры металл/магнитный диэлектрик/металл (МДМ) при наличии неоднородного температурного поля приводит к спиновому эффекту Зеебека (СЭЗ) [1]. Поток магнонов, определяющий спин-волновой ток, характеризуется временем релаксации и длиной спиновой диффузии магнонов. Определенный в различных экспериментах диапазон изменения длин диффузии, достаточно широк: от 4μm до 120μm [2, 3, 4]. Температурная зависимость коэффициента Зеебека является немонотонной, максимум которой лежит в диапазоне 50-100К и, как показали исследования, зависит также от напряженности магнитного поля и размеров образца. Наблюдавшиеся особенности не могут быть описаны в рамках стандартной модели: эффекта увлечения магнонов фононами [5].

Нами развита «расширенная модель» эффекта увлечения, в основе которой лежит формирование взаимодействующих между собой двух магнонных потоков. Действительно, при СЭЗ в данных структурах реализуются две группы магнонов с разными энергиями. Первая группа – магноны, обусловленные неоднородным температурным полем, прикладываемым к магнитному диэлектрику – термически возбужденные магноны. Энергия таких магнонов порядка температуры (T). Наряду с ними, в условиях реализации СЭЗ, имеет место инжекция магнонов в магнитный диэлектрик, обусловленная неупругим рассеянием спин-поляризованных электронов металла на локализованных спинах расположенных в окрестности интерфейса. Энергия инжектированных («когерентных») магнонов порядка энергии спиновой аккумуляции электронов проводимости металла (Δ_s), создаваемой, например, посредством спинового эффекта Холла (СЭХ) при

пропускании постоянного электрического тока через металл (Pt) [1]. Энергия спиновой аккумуляции заметно превышает энергию термически возбужденных магнонов и, следовательно, можно говорить о формировании в магнитной системе диэлектрика второй высокоэнергетической подсистемы («когерентных») магнонов, которые и определяют СЭЗ. Эволюция к равновесию магнонных и фононной подсистем определяется механизмами рассеяния магнонов и фононов, а взаимодействие между различными потоками ответственно за эффекты увлечения. Заметим, что гипотеза о наличии двух групп магнонов была высказана также в работе [4] для объяснения СЭЗ.

Здесь, в рамках описанной выше парадигмы (формирования двух магнонных и фононного потоков) рассмотрен эффект увлечения и влияние на него взаимодействия между потоками «когерентных» и термически возбужденных магнонов.

Макроскопические уравнения баланса импульсов

Анализ эффекта увлечения проведем в приближении эффективных параметров, когда каждый из потоков: «когерентных» ($i=1$), термически возбужденных ($i=2$) магнонов и фононный ($i=p$) может быть описан своей скоростью дрейфа (V_i ($i=1,2,p$)), а каждая из подсистем своей эффективной температурой (T_i ($i=1,2,p$)). Уравнения баланса плотности импульсов каждой из подсистем $P^i(r) = \sum_j P^i_{ij}(r; \delta(r-r_j))$, (магнонов и фононов) запишем в виде

$$\frac{d}{dt} P^i(r) = \dot{P}^i_{imim}(r) + \dot{P}^i_{lm2m}(r) + \dot{P}^i_{mp}(r),$$

$$\frac{d}{dt} P^p(r) = \dot{P}^p_{pp}(r) + \dot{P}^p_{imp}(r), \quad \dot{P}^i_{ij}(r) = (i\hbar)^{-1} [P^i(r), H_{ij}]$$

Здесь H_{ij} ($ij = im, jm, mp, pp, ms$) - гамильтонианы взаимодействия между подсистемами i и j .

Нас интересуют макроскопические уравнения баланса $\langle \dot{A} \rangle^t = Sp(\rho(t)\dot{A})$ где $\rho(t)$ - неравновесный статистический оператор (НСО) [6]

$$\rho(t) = \varepsilon \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} e^{iL} \rho_q(t+t'), \quad \varepsilon \rightarrow +0,$$

$$\rho_q(t) = e^{-S(t)}, \quad e^{iL} A = e^{-itH/\hbar} A e^{itH/\hbar}.$$

Здесь $\rho_q(t)$ - квазиравновесный статистический оператор, $S(t)$ - оператор энтропии, а H - гамильтониан рассматриваемой системы.

В приближении эффективных параметров имеем

$$\begin{aligned} S(r,t) &= \Phi(t) + \beta_m(r,t)[H_m(r) + H_{mm}(r) + H_{ms}(r)] - \\ &- \beta\mu_m(r,t)N_m(r) + \beta_p(r,t)[H_p(r) + H_{pm}(r) + H_{pp}(r)] - \\ &- \beta [P^1(r)V_1(r,t) + P^2(r)V_2(r,t) + P^p(r)V_p(r,t)]. \end{aligned}$$

Здесь $\Phi(t)$ - функционал Массье-Планка, H_i ($i = p, m$) - гамильтониан магнонной и фононной подсистем. N_m, μ_m - оператор числа и химический потенциал неравновесных магнонов. $\beta_i^{-1} = T_i$ - обратная эффективная температура подсистемы i .

Подставляя оператор энтропии в выражение для НСО, и раскрывая в явном виде операцию усреднения после ряда преобразований, получаем

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle P^i(r) \rangle^t &= - \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int dr' [D_i^\beta(r, r', t-t_1) \nabla^\beta V_i(r', t-t_1) + \\ &+ L_{mp}^i(r, r', t-t_1) \delta V_{i,p}(r, t) + L_{12}^i(r, r', t-t_1) \delta V_{i,j}(r, t)] \beta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle P^p(r) \rangle^t &= \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int dr' [D_p^\beta(r, r', t-t_1) \nabla^\beta V_p(r', t-t_1) + \\ &+ L_{pp}^p(r, r', t-t_1) \delta V_{p,i}(r, t) + L_{pp}^p V_p(r', t-t_1)] \beta \end{aligned}$$

Здесь $D_\beta^\alpha(r, r', t-t_1) = (\nabla I_{P\beta}^\alpha(r), I_{P\beta}^\alpha(r', t-t_1))$ - коэффициент диффузии. Корреляционные функции

$I_{\alpha\gamma}^\alpha(r, r', t-t_1) = (\dot{P}_{\alpha\gamma}^\alpha(r), \dot{P}_{\alpha\gamma}^\alpha(r', t-t_1))$ - определяют релаксационные процессы. $\delta V_{ik} = V_i - V_k$, $I_{P\beta}^\alpha(r)$ - тензор плотности потока импульса магнонов. (A, B) - корреляционные функции

$$(A, B) = \int_0^1 d\tau \langle \Delta A \Delta B(i\hbar\beta\tau) \rangle_0, \quad \Delta A = A - \langle A \rangle_0.$$

$\langle A \rangle_0 = Sp \{ A \rho_0 \}$, ρ_0 - равновесное распределение Гиббса.

Таким образом, мы пришли к системе уравнений, описывающих динамику импульса рассматриваемой системы в модели трех потоков: «когерентных» и термически возбужденных магнонов и фононов.

Анализ системы уравнений начнем с изотропного и стационарного случая, полагая импульс фононов постоянным (поддерживаемым извне). В этом случае система уравнений примет вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle P^i \rangle^t &= [L_{ip}^i \delta V_{im,p} + L_{12}^i \delta V_{i,j}] \beta, \\ 0 &= [L_{pp}^p \delta V_{p,i}(r, t) + L_{pp}^p V_p(r, t)] \beta; \quad L_{\alpha\gamma}^\alpha = \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} (\dot{P}_{\alpha\gamma}^\alpha, \dot{P}_{\alpha\gamma}^\alpha(t')) \end{aligned}$$

Выражая скорость дрейфа фононов из второго уравнения, и вводя частоты релаксации магнонов и фононов

$$\omega_{\alpha\gamma}^\alpha = (P^\alpha, P^\alpha)^{-1} \int_{-\infty}^0 dt e^{\varepsilon t} (\dot{P}_{\alpha\gamma}^\alpha, \dot{P}_{\alpha\gamma}^\alpha(t)),$$

представим изменение частоты «когерентных» магнонов в виде

$$\Omega^1 = \omega_{1p}^1 \omega_{pp}^p / (\omega_{1p}^1 + \omega_{pp}^p) + \omega_{12}^1 (1 - V_2 / V_1).$$

Заметим, что в приближении одного магнонного потока $V_1 = V_2$ эффект увлечения определяется первым слагаемым в правой части уравнения, которое представляет собой обратное время релаксации магнонного импульса на неравновесных фононах. Критерий увлечения при этом заключается в требовании $(\omega_p^p > \omega_{pp}^p)$, которое совпадает с результатом, получаемым из кинетического уравнения [7]. Однако в модели двух магнонных потоков, взаимодействие между «когерентными» и термическими магнонами, зависящее от температуры и магнитного поля, привносит дополнительный вклад в эффект увлечения.

Литература

1. K Uchida, M Ishida, T Kikkawa, et al., // J. Phys.: Condens. Matter 26, 343202 (2014).
2. S. R. Boona, J. P. Heremans. // Phys. Rev. B 90, 064421 (2014).
3. L. J. Cornelissen, J. Liu, R. A. Duine, et al. // Nat. Phys. advance online publication, (2015).
4. H. Jin, R. Stephen R. Boona, Z. Yang, R.C. Myers, and J.P. Heremans. // PRB 92, 054436 (2015)
5. L. Giles, Z. Yang, J.S. Jamison, et al. // ArXiv-1504.02808.
6. F. J. Blatt, P. A. Schroeder, C. L. Foiles, and D. Greig. // Thermoelectric Power of Metals - Plenum, New York, 1976.
7. I.I. Lyapilin, M.S. Okorokov, V.V. Ustinov. // Phys. Rev. B 91, 195309 (2015).
8. В. П. Калашников. // ФТТ 8, 2130 (1964).

Ферромагнетизм металлического водорода. Магнитный переход в гидриде серы при высоких давлениях

Л.С. Мазов^{1, *}

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

*mazov@ipm.sci-nnov.ru

Проведен сравнительный анализ имеющихся экспериментальных данных по возможности магнитного (АФ ВСП) фазового перехода в нормальном состоянии гидрида серы при высоких давлениях. Появление АФ ВСП в гидридных системах может являться следствием ферромагнетизма моноатомного, металлического водорода, возникающего в чисто водородной системе при высоких давлениях.

Введение

Согласно современным представлениям, водород при высоких давлениях должен переходить из молекулярной в металлическую фазу, которая может быть сверхпроводящей при сравнительно высоких температурах [1]. Однако, экспериментальная реализация такого перехода в лабораторных условиях до сих пор наталкивается на ряд проблем, связанных со стабильностью этого состояния. С другой стороны, как известно, такие давления достижимы для ряда звезд и планет, значительную часть состава которых составляет водород. При этом такие небесные тела, как следует из наблюдательных данных, обладают значительным магнитным полем. В частности, на это указывает поляризация радиоизлучения, наблюдаемого от «белых карликов» [2].

Проведенное недавно сравнение теоретических и наблюдательных данных для магнитных «белых карликов» указывает, что значительное магнитное поле таких астрофизических объектов обусловлено моноатомным водородом, находящимся в металлическом, ферромагнитно-упорядоченном состоянии (рис.1) [3].

Анализ экспериментальных данных

Как видно из фазовой диаграммы для водорода (рис.1), для получения твердой металлической фазы необходимы очень высокие статические давления (~ 500 ГПа). Условия смягчаются для ряда гидридов [4]. В работе [5], была предпринята попытка реализовать эти эффекты в системе с соединением водорода H₂S, которое является более стабильным. Согласно их измерениям резистивная кривая в нормальном состоянии линейна по температуре,

что характерно для металлов, а при $T \sim 200\text{K}$ начинается спад электросопротивления – наблюдается резистивный переход. В их работе температура T

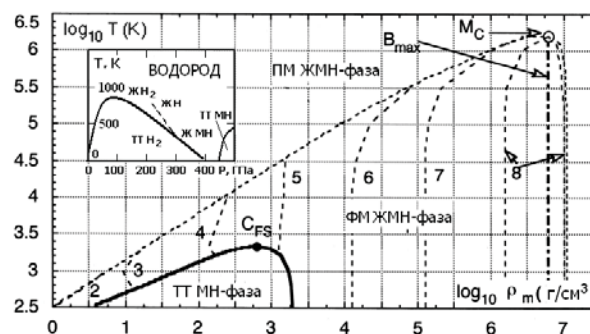


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма водорода [3]

спада электросопротивления отождествлялась с началом перехода в сверхпроводящее состояние (рис.2). Однако, характерный вид резистивной кривой с перегибом в области перехода указывал на возможность дополнительного перехода, не связанного непосредственно со сверхпроводимостью. В нашей работе [6] было предположено, что верхняя часть резистивного перехода связана с магнитным (типа АФ ВСП) фазовым переходом в системе, а сверхпроводящий переход происходит при гораздо более низких температурах. Именно такая картина наблюдается в оксидах меди и пниктидах (селенидах) железа. При этом, хотя, как известно, железо является ферромагнетиком, в пниктидах (селенидах) атомы железа упорядочены антиферромагнитно, что позволяет возникнуть сверхпроводимости при достаточно высоких температурах. Такая же ситуация, по-видимому, наблюдается и в гидриде серы. Тем более, что для твердотельной фазы водорода характерна слоистая структура [1], как и в известных ВТСП-соединениях.

На такую же картину указывают и результаты работы [7], где авторы [5] исследовали эволюцию магнитного поля в гидриде серы (H_2S) при высоких давлениях в зависимости от температуры с

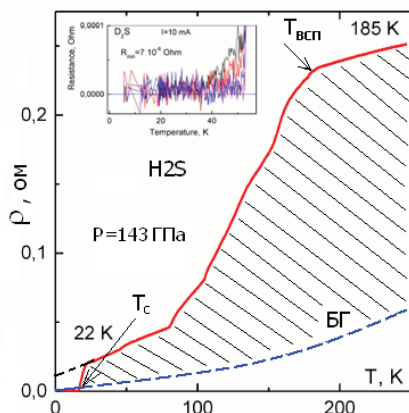


Рис. 2. Резистивные данные для гидрида серы [5, 6]

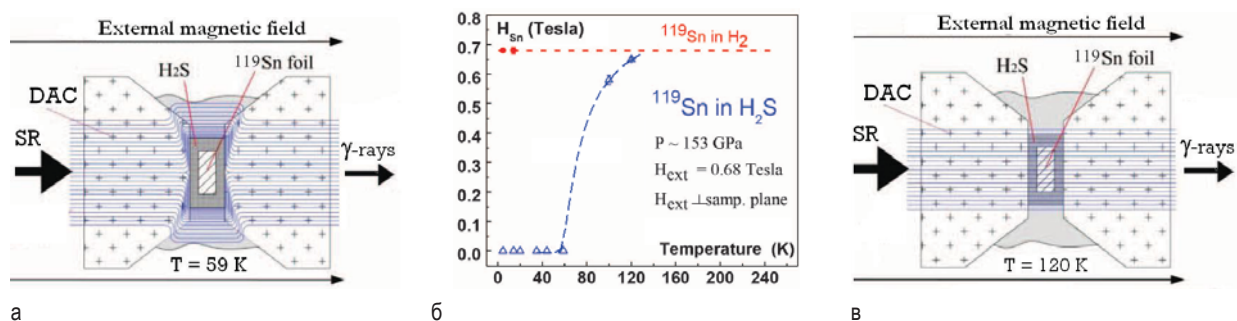


Рис. 3. Т-зависимость магнитной индукции в H_2S при $P = 153$ ГПа [7]: а - схема измерений при $T < 59$ К; б - характер изменения магнитного поля в интервале 59 К $< T < 120$ К [7,8]; в - схема измерений при $T > 120$ К

Обсуждение результатов и выводы

Как следует из выше изложенного, наблюдаемый в [5,7] спад сопротивления при $T \sim 200$ К может быть связан с появлением в водородной подсистеме планарной, модулированной магнитной структуры (типа АФ ВСП) (ср. [6,8]). На магнитный характер перехода, начинающегося при $T \sim 200$ К указывает и анизотропия ядерного резонансного рассеяния при взаимно перпендикулярных направлениях магнитного поля [7]. Что касается спада магнитной индукции в ячейке DAC при $T < 120$ К (рис.3), то, как известно, полость в магнитоупорядоченных материалах также экранирует внешнее магнитное поле. Такое поведение характерно для систем с сосуществованием диэлектрического [9] и сверхпроводящего спаривания (см., напр., [6,8]). В такой системе, при понижении T сначала происходит диэлектрический (АФ ВСП) переход, и только затем – сверхпроводящий при более низких температурах.

помощью синхротронного излучения (SR) (рис. 3 а,в), вызывающего резонансное ядерное рассеяние в системе. В качестве датчика магнитного поля использовалась полоска оловянной фольги, размещенная внутри ячейки с алмазной наковальней (DAC), заполненной гидридом серы (рис. 3 а,в).

Как показывает детальный анализ данных резонансного ядерного рассеяния в [7], чисто экспоненциальный характер спектра, соответствующий сверхпроводящему состоянию образца H_2S , наблюдается только в гелиевом диапазоне температур $T < 59$ К, а не до 140 К, как это рассматривается в [7]. Поскольку в их работе не приводятся детальных данных в диапазоне 60 К $< T < 100$ К, то можно предположить, что фазовый переход носит сложный (двухступенчатый характер) (пунктир на рис.3б) и его верхняя часть может соответствовать магнитному (АФ ВСП) фазовому переходу [8].

Литература

1. N.W. Ashcroft // Phys. Rev. Lett. v. 21, 1748 (1968).
2. V.L. Ginzburg, V.V. Zheleznyakov, V.V. Zaitsev // Nature v. 220, 355 (1968).
3. S. Ichimaru // Phys. Lett. A v. 258, 354 (1999).
4. N.W. Ashcroft // Phys. Rev. Lett. v. 92, 187002 (2004).
5. A.P. Drozdov et al. // Nature v. 525, 73 (2015).
6. L.S. Mazov // arXiv: cond-mat-1510.00123 (2015).
7. I. Troyan et al. // Science v. 351, 1303 (2016).
8. Л.С. Мазов // 14 конф. «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» (ИФВД РАН, Троицк-Москва, июнь, 2016), Тез. докл., с.17.
9. Л.В. Келдыш, Ю.В. Копаев // ФТТ т. 6, 2791 (1964).

Управление циркулярной поляризацией электролюминесценции в спиновых светоизлучающих диодах на основе гетероструктур InGaAs/GaAs/ δ <Mn>

Е.И. Малышева*, М.В. Дорохин, П.Б. Дёмина, А.В. Здравейцев, А.В. Рыков, М.В. Ведь

НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950

*malysheva@phys.unn.ru

В работе показана возможность управления знаком циркулярно-поляризованной люминесценции при изменении параметров роста структур. Изменение знака степени поляризации предположительно связано с изменением зарядового состояния атомов Mn в GaAs, сопровождающимся варьированием знака параметра обменного взаимодействия. Последнее определяет знак спиновой поляризации носителей в активной области структур.

Введение

Структуры на основе разбавленных магнитных полупроводников находят применение в современной электронике и оптоэлектронике как элементы новых приборов, обеспечивающие управление спиновой поляризацией носителей заряда [1]. В данной работе рассмотрены полупроводниковые приборы на основе (Ga,Mn)As – спиновые светоизлучающие диоды (ССИД), в которых реализован новый способ управления спином носителей заряда – обменное взаимодействие ионов Mn и дырок в активной области ССИД [2]. Величина спиновой поляризации в структурах оценивается по степени циркулярной поляризации люминесценции. Показана возможность управления знаком и величиной степени циркулярной поляризации излучения и знаком спиновой поляризации дырок за счёт изменения параметров обменного взаимодействия.

Методика эксперимента

Структуры для исследований представляли собой диоды с контактом Au/GaAs/InGaAs, содержащие δ <Mn>-легированный ферромагнитный слой в матрице GaAs. Образцы были сформированы комбинированным эпитаксиальным методом [2]. На подложках *n*-GaAs методом МОС-гидриной эпитаксии были последовательно выращены слои: *n*-GaAs, квантовая яма (КЯ) InGaAs, нелегированный GaAs (толщиной $d_s = 2 - 8$ нм). На следующем этапе при пониженной температуре 400 °С были выращены дельта-слой Mn и слой GaAs методом импульсного лазерного осаждения.

В ряде случаев для повышения концентрации дырок помимо дельта-слоя Mn также формировался дельта-слой углерода с концентрацией $1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ перед выращиванием квантовой ямы (на расстоянии 20 нм – рисунок 1). В работе приведены исследования фотолюминесценции (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ) в диапазоне температур 10 – 90 К в магнитном поле до 300 мТл. При исследованиях ФЛ образец облучался 16 мВт He-Ne лазером. Для исследования ЭЛ к образцу формировались электрические контакты (как показано на рисунке 1) [2]. Степень циркулярной поляризации ФЛ и ЭЛ рассчитывалась по формуле:

$$P_C = (I(\sigma^+) - I(\sigma^-)) / (I(\sigma^+) + I(\sigma^-)) \quad (1),$$

где $I(\sigma^+)$, $I(\sigma^-)$ интенсивности ЭЛ или ФЛ, записанные в левой (правой) поляризациях.

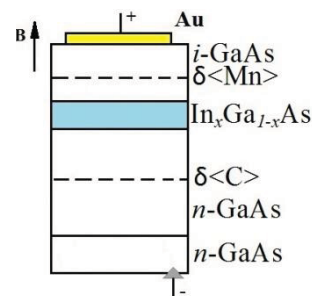
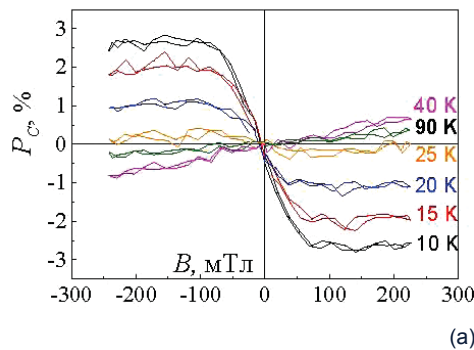


Рис. 1. Схема структур с дельта-слоем Mn

Результаты исследований

Исследования циркулярной поляризации показали, что значения P_C для фото- и электролюминесценции совпадают. Данный факт свидетельствует об отсутствии инжекции спин-поляризованных но-

сителей из слоя $\delta\langle\text{Mn}\rangle$, т.е. циркулярная поляризация обусловлена обменным взаимодействием носителей в квантовой яме с ионами Mn в дельта-слое [2]. Зарегистрировано, что как величина, так и знак степени циркулярной поляризации в фиксированном магнитном поле варьируется при изменении параметров структур: расстояния от квантовой ямы до дельта-слоя (толщина спейсерного слоя), содержания Mn в дельта-слое (0,1 – 0,3 монослоёв, 1 монослой соответствует поверхностной концентрации Mn $6,3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$), дополнительного $\delta\langle\text{C}\rangle$ -легирования. В качестве примера приведены магнитопольные зависимости P_C для структур, отличающихся наличием (рисунок 2б) или отсутствием (рисунок 2а) $\delta\langle\text{C}\rangle$ -слоя. В структурах без углерода с тонким спейсерным слоем (4 нм и менее) знак



циркулярной поляризации *отрицательный*, т.е., с ростом магнитного поля значение P_C уменьшается (рис. 2а). При повышении температуры измерений величина P_C по модулю уменьшается и при температуре 30 К поляризация становится положительной, а выше 40 К – линейной функцией магнитного поля, что предположительно, связано с достижением точки Кюри. Для $T \geq 40 \text{ K}$ циркулярная поляризация обусловлена Зеемановским расщеплением уровней энергии в КЯ и не связана с магнитными свойствами $\delta\langle\text{Mn}\rangle$. В структурах с $\delta\langle\text{C}\rangle$ -легированием знак P_C *положительный* (значение P_C повышается с ростом B). Отметим, что выше точки Кюри зависимости $P_C(B)$ для обеих структур подобны, а значения P_C близки.

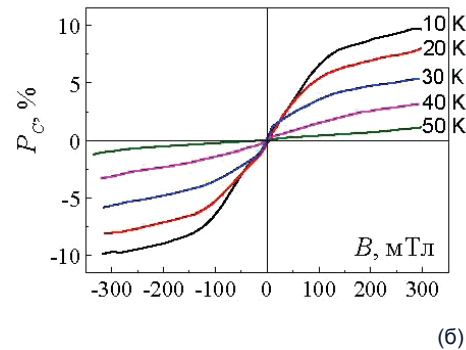


Рис 2. Магнитопольные зависимости P_{EL} исследованных структур, полученные в диапазоне температур 10 – 90 К: (а) структура без дельта-слоя углерода, (б) структура с дополнительным дельта-слоем углерода

Согласно [2] циркулярная поляризация ЭЛ (ФЛ) рассмотренных структур обусловлена обменным взаимодействием ионов Mn и дырок в КЯ. Гамильтониан взаимодействия записывается как:

$$\hat{H}_{h-Mn} = N_0 \beta \sum \int (\mathbf{j} \cdot \mathbf{S}) |\psi_h(\mathbf{r})|^2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) d^3r \quad (2)$$

где \mathbf{j} , \mathbf{S} – спиновые операторы; \mathbf{r} , \mathbf{R}_n – координаты ионов Mn, ψ_h – волновая функция дырок в квантовой яме, $N_0 \beta$ – параметр обменного взаимодействия. Особенностью исследованных структур является то, что параметр $N_0 \beta$ не является постоянной величиной. В [3] показано, что в зависимости от электронной конфигурации атома Mn_{Ga} в решётке (Ga,Mn)As параметр обменного взаимодействия $N_0 \beta$ может быть «положительным» или «отрицательным». Общепринятой конфигурацией является 5d с нейтральным ионом Mn, обеспечивающая «положительный» знак спиновой поляризации носителей в КЯ. Для атомов Mn в ионизованном положении параметр $N_0 \beta$ отрицательный. В реальной структуре могут присутствовать атомы Mn как в нейтральном, так и в ионизованном состояниях,

поэтому величина $N_0 \beta$ является *усреднённым* значением по большому количеству примесных атомов. Это усреднённое значение определяет характер взаимодействия и, таким образом, знак спиновой поляризации дырок в КЯ.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за изготовление структур. Работа выполнена в рамках реализации гос. задания Минобрнауки РФ (№ 8.1751.2017/ПЧ), при поддержке РФФИ (15-02-07824, 16-07-01102_a) и гранта Президента РФ (МК-8221.2016.2).

Литература

1. M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 40, R179 (2007).
2. С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 90(10), 730 (2009).
3. Th. Hartmann, S. Ye, P. J. Klar, et al. // Phys. Rev. B, V. 70, 233201 (2004).

Магнитные фазовые переходы в спиновых клапанах со слоем гадолиния

М.А. Мильев*, Л.И. Наумова, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина,
И.Ю. Каменский, В.В. Устинов

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрОРАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

*milyaev@imp.uran.ru

Методом магнетронного напыления изготовлены образцы наноструктур типа «спиновый клапан», содержащие слой гадолиния в составе свободного слоя. Магниторезистивные свойства приготовленных спиновых клапанов композиции Ta/Gd/Co₉₀Fe₁₀/Cu/Co₉₀Fe₁₀/Fe₅₀Mn₅₀/Ta исследованы в интервале температур (80 – 193) К. При изменении температуры вблизи температуры компенсации синтетического ферромагнетика Gd/Co₉₀Fe₁₀ обнаружен магнитный фазовый переход. В процессе фазового перехода происходит переключение спинового клапана из одного магнитного состояния в другое, причем одному состоянию соответствует максимальное магнитосопротивление, а другому – минимальное.

Введение

Редкоземельный металл Gd обладает сильной зависимостью намагниченности от температуры. Введение прослойки гадолиния в состав многослойной наноструктуры позволяет получить новые магнитные свойства для синтезируемого материала, интересные для приложений. Поэтому в настоящее время структуры, содержащие слой Gd являются объектом интенсивных исследований [1–3].

Температура Кюри объемного гадолиния составляет 294К, однако в составе тонкопленочной наноструктуры Gd имеет более низкую температуру Кюри из-за эффектов размерности, а также из-за особенностей кристаллической структуры в слое. Важной особенностью магнитного состояния пленки Gd в составе многослойной наноструктуры является формирование вблизи интерфейса Gd/(Fe, Co) области толщиной 5 – 10 Å, в которой существует антиферромагнитное обменное взаимодействие. Для данной области температура Кюри гадолиния может достигать 1000К [4, 5]. Таким образом, Gd/(Fe, Co) можно рассматривать как ферромагнетик, в котором намагниченности слоев Gd и переходных металлов антипараллельны и для которого имеется определенная температура компенсации, зависящая, в частности, от соотношения толщин слоев Gd и соседнего ферромагнитного слоя. В данной работе мы вводим слой Gd в состав обменно-связанного спинового клапана, используя двухслойную структуру Gd/Co₉₀Fe₁₀ в качестве свободного слоя. Это дает возможность исследования изменения магнитных и магниторезистивных свойств данного спинового клапана при изменении темпе-

ратуры и при переходе через точку компенсации для синтетического ферромагнетика Gd/CoFe.

Методика эксперимента и результаты

Спиновые клапаны композиции Ta(50Å)/Gd(*t*_{Gd})/Co₉₀Fe₁₀(40Å)/Cu(32Å)/Co₉₀Fe₁₀(40Å)/Fe₅₀Mn₅₀(150Å)/Ta(50Å) с различными толщинами гадолиния *t*_{Gd} = 0, 30, 50, 100, and 150 Å были изготовлены методом магнетронного напыления. Сопротивление измеряли четырехконтактным методом при протекании постоянного тока в плоскости слоев. Магнитосопротивление определяли как $\Delta R/R_s = ((R(H) - R_s)/R_s) \times 100\%$, где *R*_s – сопротивление в поле насыщения. Зависимости сопротивления от температуры и магнитосопротивления от поля были измерены в интервале температур 80 – 293 К. Исследования микроструктуры выполнены методами просвечивающей электронной микроскопии и рентгеновской дифракции в скользящей геометрии при помощи дифрактометра PANalytical Empyrean.

В качестве исходного был выбран спиновый клапан с верхним расположением антиферромагнетика Fe₅₀Mn₅₀, композиции: Ta/Ni₈₀Fe₂₀/Co₉₀Fe₁₀/Cu/Co₉₀Fe₁₀/Fe₅₀Mn₅₀/Ta. В данной наноструктуре вместо слоя Ni₈₀Fe₂₀ был напылен слой Gd. Затем толщины остальных слоев варьировали для того, чтобы полевая зависимость магнитосопротивления, измеренная для данной наноструктуры при комнатной температуре, имела характерную для спинового клапана прямоугольную форму. Полевые зависимости магнитосопротивления были измерены при различных фиксиро-

ванных температурах. Для спиновых клапанов с толщинами $t_{\text{Gd}} = 50, 100$ и 150 \AA в определенном интервале температур было обнаружено кардинальное изменение формы магниторезистивной кривой – от обычной до инвертированной. На рис. 1 в качестве примера показаны полевые зависимости магнитосопротивления для спинового клапана с $t_{\text{Gd}} = 100 \text{ \AA}$, измеренные при температурах, соответствующих начальной и конечной стадии данного изменения. На вставке рис. 1 показана характерная для всех образцов зависимость максимального магнитосопротивления от температуры. Точки (a) и (b) на температурной зависимости магнитосопротивления соответствуют магниторезистивным кривым (a) и (b).

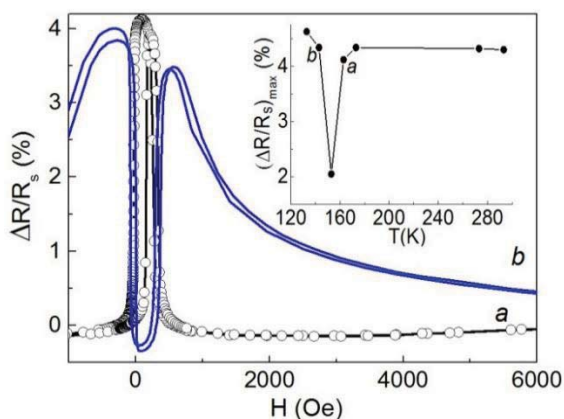


Рис. 1. Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана Ta(50Å)/Gd(100Å)/Co₉₀Fe₁₀(40Å)/Cu(32Å)/Co₉₀Fe₁₀(40Å)/Fe₅₀Mn₅₀(150Å)/Ta(50Å), измеренные выше (b) и ниже (a) температуры компенсации для Gd/CoFe. На вставке показано температурное изменение величины магнитосопротивления

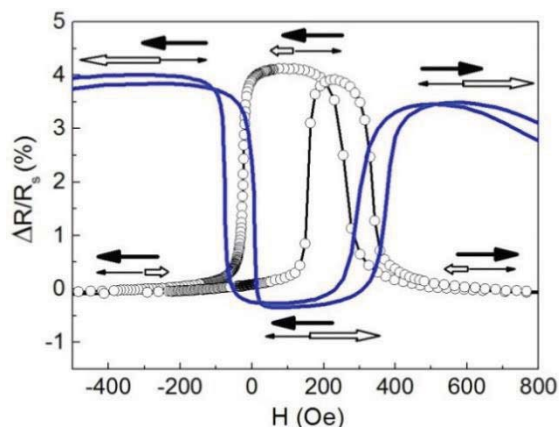


Рис. 2. Схема изменения величины и направления магнитных моментов пиннированного слоя CoFe (жирная стрелка), CoFe в свободном слое (тонкая стрелка), и Gd (пустая стрелка)

Интерпретация полученных результатов строится на том, что свободный слой Gd/CoFe представляет собой обменно-связанную пару и намагниченности Gd и CoFe антипараллельны. При этом величина магнитосопротивления зависит от угла между намагниченностями свободного и пиннированного слоев CoFe и, как показано в [1], не зависит от направления намагниченности слоя Gd. Тогда, при понижении температуры соотношение между намагниченностями слоев в Gd/CoFe будет изменяться. При $T = 293 \text{ K}$ доминирует намагниченность CoFe. При понижении температуры намагниченность Gd увеличивается, при температуре компенсации становится равной намагниченности CoFe и затем превышает ее. Схематично изменение в магнитной подсистеме спинового клапана при его переманчивании показано на рис. 2.

Полученные результаты показали, что в фиксированном магнитном поле только при изменении температуры можно получить изменение магнитного порядка и магнитосопротивления в спиновом клапане. Обнаруженные особенности характерны для магнитного фазового перехода, при котором происходит переключение между магнитными состояниями спинового клапана, характеризуемыми минимальным и максимальным сопротивлением. Было также обнаружено, что температура, при которой происходит фазовый переход, зависит от температуры компенсации синтетического ферромагнетика Gd/CoFe и, следовательно, от толщины слоя Gd.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин» № 01201463330), при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (гранты № 14.Z50.31.0025), РФФИ (проект № 16-02-00061).

Литература

1. C. Bellouard, H.D. Rapp, B. George et al. // Phys. Rev. B, V. 53, 5082 (1996).
2. A.V. Svalov, G.V. Kurylanskaya et al. // Appl. Phys. Lett. **108**, 063504 (2016).
3. M. Romera, M. Munoz, M. Maicas, J.M. Michalik et al. // Phys. Rev. B., V.84, 094456 (2011).
4. D. Haskel, G. Srajer, J. C. Lang, J. Pollmann et al. // Phys. Rev. Lett., V.87, 207201 (2001).
5. S. Vorobiov et al. // Vacuum, V. 120, 9 (2015).

Перепутанные состояния в одномерной и двумерной модели Кугеля-Хомского

А.В. Михеенков^{1, 2, 3*}, К.И. Кугель^{4, 5}, А.Ф. Барабанов¹, А.В. Шварцберг²

1 Институт физики высоких давлений РАН, Калужское шоссе, стр. 14, Москва (Троицк), 142190.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный Мос. обл., 141700.

3 НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

4 Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Ижорская ул., 13, Москва, 125412.

5 Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, Мясницкая ул., 20, 101000.

*mikheen@bk.ru

Концепция перепутанных квантовых состояний (entangled states), возникшая еще в 1930-е годы, на протяжении многих лет была реализована лишь в оптических приложениях. Позднее перепутанные состояния нашли применение в квантовой информатике, криптографии и квантовых вычислениях. И только в самые последние годы идея перепутанных состояний проникла в физику конденсированного состояния. Здесь интересен случай, когда перепутываются состояния разной природы, например, спиновые и орбитальные. Такая ситуация может возникнуть в спин-орбитальных задачах, в частности, в модели Кугеля-Хомского. В работе рассматривается симметричная спин-орбитальная (спин-псевдоспиновая) модель Кугеля-Хомского для одного и двух измерений. Использован сферически-симметричный самосогласованный подход для спиновых (псевдоспиновых) функций Грина. Показано, что при антиферромагнитном знаке обменов в спиновой и псевдоспиновой подсистемах и отрицательном межподсистемном обмене $K < 0$ возникают перепутанные спин-псевдоспиновые (то есть спин-орбитальные) состояния.

Введение

В системах с сильно коррелированными электронами, таких как соединения переходных металлов, тесная взаимосвязь спиновых, орбитальных и зарядовых степеней свободы приводит к необычному разнообразию фазовых диаграмм и ко многим необычным явлениям.

В недопированных соединениях магнетизм обусловлен сверхобменным взаимодействием, приводящим к гамильтониану типа Гейзенберга. В системах с орбитальным вырождением магнетизм обычно описывается спин-орбитальными моделями, в которых спиновое взаимодействие гейзенберговского типа дополняется взаимодействием между орбиталями, а также взаимодействием этих подсистем. Таким образом, орбитали определяют взаимодействие между спинами и наоборот. Однако обменный механизм взаимодействия орбиталей сосуществует и с решеточным (ян-теллеровским) механизмом. При заданном заполнении орбиталей величина и знак обменного взаимодействия задаются правилами Гудинафа--Канамори--Андерсона. Такая спин-орбитальная физика может интерпретироваться как обобщение модели Гейзенберга, где обменные интегралы сами являются операторами, зависящими от орбитальных степеней свободы. В результате и спиновое, и орбитальное взаимодействие может быть как ферро-, так и антиферромагнитного типа. При этом обменное взаимодействие оказывается сильно фрустрированным даже на

квадратной и кубической решетках, что усиливает квантовые эффекты. Таким образом, спины и орбитали формируют «запутанное» квантовое состояние, которое вызывает в последнее время значительный интерес. Мы рассмотрим эту проблему на примере симметричной спин-орбитальной модели на линейной и квадратной решетках, воспользовавшись сферически-симметричным самосогласованным подходом, дающим надежные результаты для низкоразмерных спиновых систем.

Модель и метод

Будем исходить из симметричного варианта спин-орбитальной модели (иногда называемой моделью Кугеля--Хомского). Гамильтониан имеет вид

здесь S_i, S_{ig} – операторы спина на узле i и соседнем узле $i+g$, T_i, T_{ig} – операторы псевдоспина с аналогичной

$$H = J \sum S_i S_{ig} + I \sum T_i T_{ig} + K \sum (S_i S_{ig})(T_i T_{ig})$$

индексацией, суммы берутся по связям. Рассматриваются 2D квадратная решетка и 1D цепочка.

Модель изучается в рамках сферически симметричного самосогласованного подхода для двухвременных запаздывающих спиновых функций Грина (СССП). Метод (см. [1]) сводится к замыканию цепочки уравнений для функций Грина на втором шаге с выделением спин-спиновых корреляторов. Подход автоматически сохраняет SU(2) симметрию гамильтониана, трансляционную симметрию и спиновый констрейнт на узле. При ненулевой тем-

пературе в СССР также автоматически соблюдается теорема Мермина-Вагнера.

Мы рассматриваем случай АФМ взаимодействия в каждой из подсистем $J = I > 0$ и отрицательного межподсистемного обмена $K < 0$ (все энергетические величины приводятся в единицах $J = I = 1$). В последнем слагаемом гамильтониана из трех возможных способов выделения в среднеполевом представлении ненулевых парных средних мы оставляем только случай выделения среднего $\langle S_i T_{ig} \rangle$ (детальное обсуждение использованного приближения см. в [1]).

Отметим, что получаемая таким образом модель имеет и иной физический смысл, она отвечает в 2D двум взаимодействующим плоскостям, а в 1D – двум взаимодействующим цепочкам, лестнице.

Далее вычисления следуют стандартной схеме самосогласования в СССР.

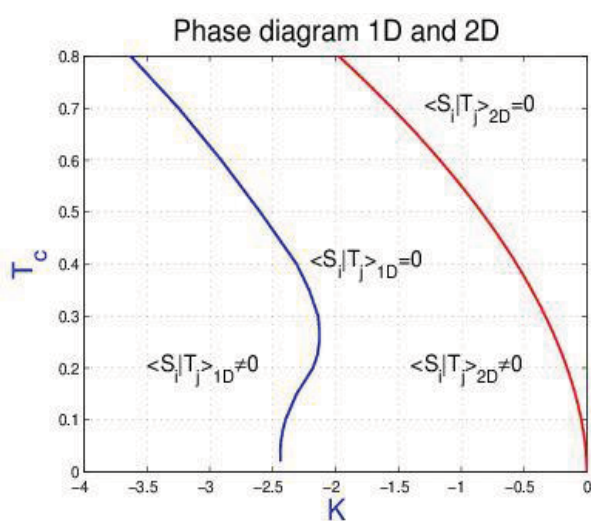


Рис. 1. Граница раздела областей с нулевыми и ненулевыми спин-псевдоспиновыми корреляциями. По оси x – параметр взаимодействия подсистем, по y – температура. Красная линия отвечает случаю 2D, синяя – 1D

В работе получены спин-спиновые (псевдоспин-псевдоспиновые) корреляторы, спектры элементарных возбуждений и теплоемкость в широком диапазоне температур и параметра взаимодействия подсистем.

Результаты

На Рис.1 показана фазовая диаграмма модели. Фазовая граница разделяет области с нулевыми и ненулевыми спин-псевдоспиновыми корреляциями. Красная линия отвечает случаю 2D, синяя – 1D. Одномерная и двумерная ситуации качественно различаются. В двумерном случае вблизи перехода спин-псевдоспиновые корреляционные функции степенным образом зависят как от межподсистемного обмена K (при этом внутри каждой из подсистем корреляционные функции почти не меняются), так и от температуры T . Фазовая граница, разделяющая области с нулевой и ненулевой перепутанностью, начинается в точке $T=0$, $K=0$ и хорошо описывается степенной зависимостью с показателем, близким к $1/2$.

В одномерном же случае картина сложнее. Фазовая граница при низких температурах начинается при конечном $K < 0$. Более того, температурная зависимость фазовой границы немонотонна. Соответствующим образом усложняются и зависимости спин-псевдоспиновых корреляционных функций от K и T . В работе предложено качественное объяснение указанного различия. В обеих размерностях появление перепутанности сопровождается расщеплением спектра элементарных возбуждений и пиком теплоемкости (в 2D это может означать возвратный переход и два пика теплоемкости на соответствующих вертикальных разрезах).

Отметим, что, как показано в [2], одномерный случай имеет не только чисто модельное значение, но и при соответствующей локальной геометрии может быть реализован на эксперименте в соединениях переходных металлов.

Работа поддержана РФФИ, грант 16-02-00304А.

Литература

1. М.Ю. Каган, К.И.Кугель, А.В. Михеенков et al. // Письма в ЖЭТФ, т. 100, 207 (2014).
2. К.И. Kugel, А.О. Sboychakov, S.V. Streltsov // ЖЭТФ, т. 149, 562 (2016).
3. А.В. Михеенков, К.И. Кугель, А. Ф. Барабанов et al. // в печати.

Спиновые возбуждения и динамические магнитоэлектрические явления в мультиферроиках

А.А. Мухин^{1,*}, А.М. Кузменко¹, В.Ю. Иванов¹, А.Г. Пименов², А.М. Шуваев², В.Е. Дём²

¹ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, 119991.

² Институт физики твердого тела, Венский технический университет, Вена, 1040.

*mukhin@ran.gpi.ru

На основе терагерцовой квазиоптической спектроскопии исследованы динамические магнитоэлектрические эффекты в области электроактивных мод спиновых возбуждений в мультиферроиках на основе редкоземельных ферроборатов $\text{Sm}_x\text{La}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$. Обнаружены гигантская оптическая активность (вращение плоскости поляризации) в поперечном магнитном поле и дирекционное двупреломление и дихроизм, которые заключаются в асимметрии прохождения излучения в прямом ($\mathbf{k}||\mathbf{c}$) и обратном ($\mathbf{k}||-\mathbf{c}$) направлениях. Развита теория, которая количественно объясняет обнаруженные явления с учетом симметрии тензоров магнитной, магнитоэлектрической и диэлектрической восприимчивостей.

Введение

В последнее время возрастает интерес к мультиферроикам, в которых благодаря взаимосвязи магнитных и электрических степеней свободы проявляются не только новые физические свойства, но и дополнительные возможности управлять ими магнитными или электрическими полями, а также контролировать распространение в них электромагнитного излучения [1-4]. С магнитоэлектрическими взаимодействиями связан и новый тип элементарных возбуждений в мультиферроиках - электромагнонов, впервые обнаруженных в манганитах с циклоидальной магнитной структурой TbMnO_3 и GdMnO_3 [5], а затем в других мультиферроиках. Электромагнон можно интерпретировать, как спиновую волну, которая является электрически активной, т.е. дает резонансный вклад в диэлектрическую и магнитоэлектрическую восприимчивости и определяет различные динамические магнитоэлектрические явления.

Недавно был открыт новый класс мультиферроиков на основе редкоземельных ферроборатов ($\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$, алюмоборатов $\text{RAl}_3(\text{BO}_3)_4$) с нецентросимметричной тригональной кристаллической структурой $R32$, которые обладают большими значениями магнитоэлектрических эффектов [6, 7] и другими интересными свойствами. В докладе будут представлены результаты терагерцовых спектроскопических исследований ферроборатов $\text{Sm}_x\text{La}_{1-x}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в области электроактивных мод АФМР, которые демонстрируют ряд необычных электродинамических эффектов [8-10].

Эксперимент

Спектры пропускания $T(\nu)$ и фазы измерялись с помощью техники квазиоптической поляризационной ЛОВ- спектроскопии (ЛОВ – лампа обратной волны) в диапазоне частот $\nu=40\text{-}1000$ ГГц при температурах 2 – 300 К и магнитных полях до 7 Т. Измерения проводились в поле перпендикулярном направлению распространения излучения (геометрия Фогта). В качестве образцов исследовались плоскопараллельные ориентированные пластинки монокристаллов толщиной ~ 1 - 2 мм и поперечными размерами ~ 5-6 мм.

Результаты и обсуждение

Во всех исследованных составах $\text{Sm}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($x=0, 0.5, 0.75$) обнаружены две моды антиферромагнитного резонанса Fe подсистемы: низкочастотная (квазиферромагнитная) мода ν_1 и высокочастотная (квазиантиферромагнитная) мода ν_2 . Установлено, что низкочастотная мода АФМР во всех составах является электроактивной (электромагнон) и определяет необычные динамические магнитоэлектрические эффекты, которые качественно различаются в зависимости от направления поперечного магнитного поля в базисной плоскости. При $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ наблюдается гигантская оптическая активность при распространении излучения вдоль оси \mathbf{c} , сопровождаемая вращением плоскости поляризации до 50-100 град/мм (рис. 1). Обнаруженное явление представляет собой аналог известного в оптике гиротропного двупреломления.

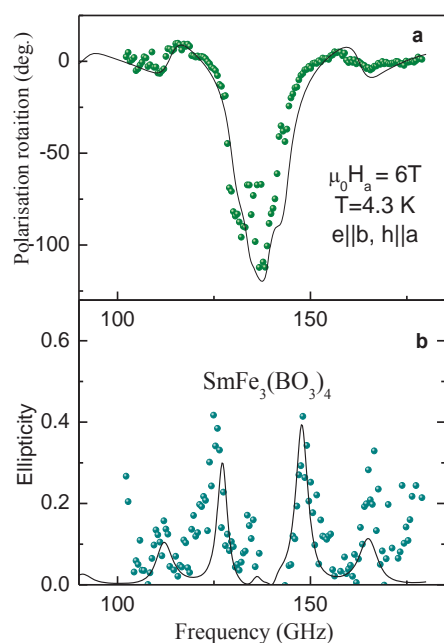


Рис. 1. Спектры угла поворота плоскости поляризации (а) и эллиптичности (б) излучения в области электромагнона при поляризации $e||b, h||a$ падающего излучения и в поле $\mu_0 H_a = 6T$. Символы – эксперимент, линии – теория

При другом направлении поля, $H||b$, обнаружено невзаимное распространение линейно поляризованного излучения ($h||a, e||b$), проявляющееся в огромной асимметрии преломления и поглощения при прямом и обратном прохождении электромагнитных волн ($k||c$) или смене знака магнитного поля H_b на $-H_b$ (дирекционное двупреломление и дихроизм) Эффект наблюдался как в частотных спектрах при фиксированном поле, так и в полевых спектрах при фиксированной частоте (рис.2). Величина эффекта очень чувствительна к наличию в кристалле инверсионных двойников. Для практически бездвойникового состава $Sm_{0.5}La_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$ величина эффекта достигает почти 100 %, т.е. при смене знака магнитного поля резонансное поглощение (линия) почти полностью исчезает (Рис.2).

Развита теория, которая объясняет обнаруженные в $Sm_{1-x}La_xFe_3(BO_3)_4$ динамические магнитоэлектрические явления с учетом различной симметрии тензоров магнитной, магнитоэлектрической и диэлектрической восприимчивостей для $H||a$ и $H||b$ и позволяет их количественно описать и определить параметры соответствующих магнитоэлектрических взаимодействий.

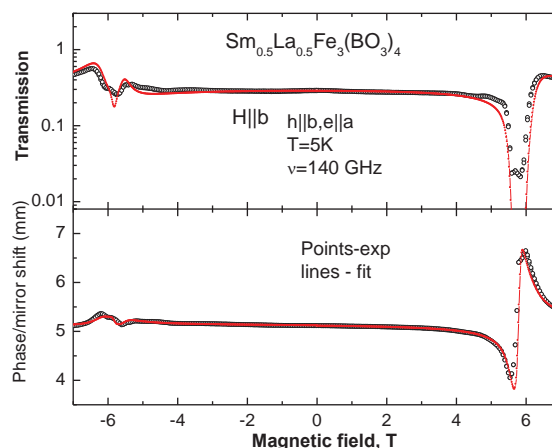


Рис. 2. Асимметрия спектров пропускания и фазы $Sm_{0.5}La_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$ при инверсии знака поперечного магнитного поля, которая эквивалентна смене направления прохождения излучения с прямого ($k_c > 0$) на обратное ($k_c < 0$) (дирекционный (directional) дихроизм и двупреломление). Символы – эксперимент, линии – теория

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 16-12-10531).

Литература

1. M.J. Fiebig, Phys. D: Appl. Phys. **38**, R123 (2005).
2. D.I.Khomskii, J.Magn. Magn. Mater **306**, 1 (2006).
3. Y.Tokura, Science **312**, 1481 (2006).
4. А.П.Пятаков, А.К.Звездин, УФН, **182**, 593(2012)
5. A.Pimenov, A.A. Mukhin, V.Yu.Ivanov et al., Nature Physics, **2**, 97 (2006).
6. А.К. Звездин, Г.П. Воробьев, А.М. Кадомцева и др., Письма в ЖЭТФ, **83**, 600 (2006).
7. К.-С. Liang et al., Phys. Rev. B, **83**, 180417® (2011).
8. А.М. Kuzmenko, A. Shuvaev, V. Dziom, et al., Phys. Rev. B **89**, 174407 (2014).
9. А.А.Мухин, А.М.Кузьменко, В.Ю.Иванов, А.Г.Пименов, А.М.Шуваев, В.Е. Дём, УФН **185**, №10, 108 (2015).
10. А. М. Kuzmenko, V. Dziom, A. Shuvaev, et al., Phys. Rev. B **92**, 184409 (2015).

Особенности перемагничивания синтетического ферримагнетика и функциональные параметры спиновых клапанов на основе FeMn

Л.И. Наумова^{1*}, М.А. Миляев¹, Т.А. Чернышова¹, Е.И. Патраков¹, В.В. Проглядю¹, Д.В. Благодатков¹, В.В. Устинов¹

¹ Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18, 620990.

*naumova@imp.uran.ru

Спиновые клапаны композиции Ta/Ni₈₀Fe₂₀/Co₉₀Fe₁₀/Cu/Co₉₀Fe₁₀/Ru/Co₉₀Fe₁₀/Fe₅₀Mn₅₀/Ta с синтетическим ферримагнетиком Co₉₀Fe₁₀(t₁)/Ru/Co₉₀Fe₁₀(t₂) изготовлены методом магнетронного напыления. Показано, как можно существенно изменять магниторезистивные характеристики спинового клапана опираясь на знание особенностей перемагничивания синтетического ферримагнетика.

Введение

Синтетическим ферримагнетиком (СФ) или синтетическим антиферромагнетиком называют трехслойную наноструктуру Ф1/Ru/Ф2, в которой два ферромагнитных слоя (Ф1) и (Ф2) связаны антиферромагнитным обменным взаимодействием через тонкую прослойку рутения. В обменно-связанных спиновых клапанах замена соседствующего с антиферромагнетиком пиннингованного ферромагнитного слоя на СФ позволяет значительно увеличить обменный сдвиг высокополевой петли гистерезиса, что приводит к улучшению температурной стабильности функциональных параметров спинового клапана [1]. При определенной величине приложенного магнитного поля H_{sf} происходит переход СФ в спин-флоп состояние [2], и намагниченности слоев Ф1 и Ф2 ориентируются перпендикулярно полю. Терромагнитная обработка спинового клапана в спин-флоп состоянии СФ позволяет изменять направление оси однонаправленной анизотропии и управлять гистерезисом перемагничивания свободного слоя. Еще одним важным функциональным параметром спинового клапана является магниторезистивная чувствительность. В работе [3] показано, что добавление СФ к свободному ферромагнитному слою приводит к повышению магниторезистивной чувствительности микрообъектов, на основе данного спинового клапана.

В настоящей работе исследуются особенности перемагничивания СФ и способы улучшения функциональных параметров спинового клапана: расширение

рабочего интервала температур, уменьшения ширины низкополевой петли гистерезиса и повышения магниторезистивной чувствительности; путем введения в его состав СФ.

Эксперимент

Спиновые клапаны композиций Ta/Ni₈₀Fe₂₀/Co₉₀Fe₁₀/Cu/Co₉₀Fe₁₀/Ru/Co₉₀Fe₁₀/Fe₅₀Mn₅₀/Ta и Ta/Ni₈₀Fe₂₀/Ru/Ni₈₀Fe₂₀Co₉₀Fe₁₀/Cu/Co₉₀Fe₁₀/Ru/Co₉₀Fe₁₀/Fe₅₀Mn₅₀/Ta были изготовлены при помощи магнетронного напыления в магнитном поле 80 Э, приложенном в плоскости подложки. Сопротивление измеряли четырехконтактным методом при протекании постоянного тока в плоскости слоев. Магнитосопротивление определяли как $\Delta R/R_s = ((R(H) - R_s)/R_s) \times 100\%$ где R_s – сопротивление в поле насыщения. Для измерения полевых зависимостей магнитосопротивления и терромагнитной обработки использовали установку, собранную на базе электромагнита фирмы Bruker, прокачного криостата и температурного контроллера LakeShore 336. Для наблюдения магнитной структуры был использован широкопольный Керр-микроскоп EvicoMagnetics и многофункциональный сканирующий зондовый микроскоп СОЛВЕР НЕКСТ.

Результаты и обсуждение

Полевые зависимости магнитосопротивления были измерены при различных фиксированных темпера-

турах в интервале от -180 до 160°C для спиновых клапанов композиции $\text{Ta}(50\text{\AA})/\text{NiFe}(30\text{\AA})/\text{CoFe}(35\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})/\text{CoFe}(t_2)/\text{Ru}(8\text{\AA})/\text{CoFe}(t_1)/\text{FeMn}(100\text{\AA})/\text{Ta}(20)$. Было показано, что варьирование толщин t_1 и t_2 позволяет управлять обменным сдвигом высокополевой петли гистерезиса H_{ex} и максимальной температурой, при которой спиновый клапан сохраняет свои функциональные характеристики. Максимальный обменный сдвиг и наибольший рабочий интервал температур были получены при минимальной разнице толщин $|t_2 - t_1|$ (Рис. 1).

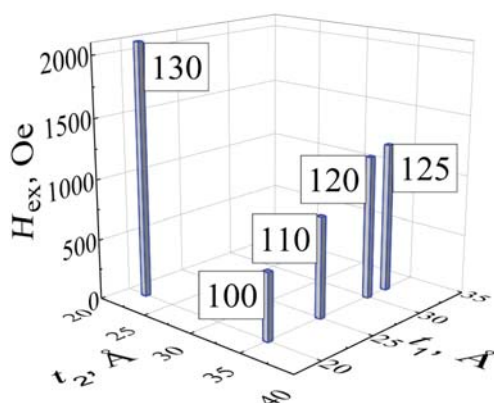


Рис. 1. Поля обменного сдвига и максимальные рабочие температуры в $^\circ\text{C}$, для спиновых клапанов с различными толщинами ферромагнитных слоев в СФ

На основе магниторезистивных измерений и данных по визуализации магнитной структуры проведено исследование закономерностей появления одно- и двухфазного спин-флоп состояния в СФ. Показано, что если спин-флоп состояние вырождено по энергии, то при термомагнитной обработке в поле H_{sf} , в спиновом клапане формируются две магнитные фазы, которые характеризуются, соответственно, положительной и отрицательной величиной поля обменного сдвига высокополевой петли перемангничивания пиннингованного слоя. Энергетическая эквивалентность двух возможных спин-флоп состояний нарушается при отклонении поля H_{sf} от любого из направлений анизотропии в спиновом клапане. Однако, наиболее эффективно снимает вырождение спин-флоп состояния отклонение поля от оси однонаправленной анизотропии. Термомагнитная обработка в однофазном спин-флоп состоянии позволяет целенаправленно изменять взаимное расположение осей анизотропии в спиновом клапане и, таким образом, получать магнито-

чувствительный материал с безгистерезисной полевой зависимостью магнитосопротивления (Рис. 2).

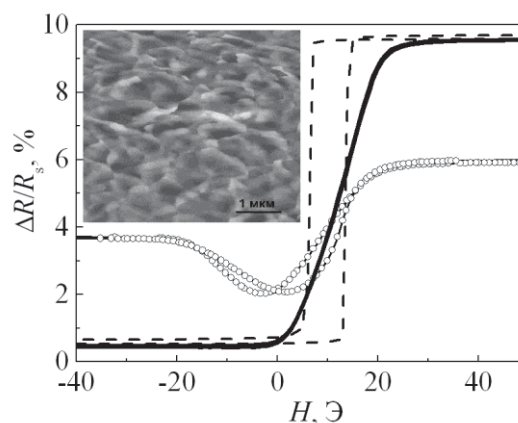


Рис. 2. Низкополевые части магниторезистивных кривых для спинового клапана до (штриховая линия) и после термомагнитной обработки в однофазном (пунктирная линия) и двухфазном (светлые символы) спин-флоп состоянии. На вставке - изображение магнитной структуры спинового клапана с двумя магнитными фазами

Путем введения СФ в состав свободного слоя спиновых клапанов было получено двукратное увеличение магниторезистивной чувствительности, для случая взаимно перпендикулярного расположения осей однонаправленной и одноосной анизотропии. Объяснение полученных изменений дано в рамках модели когерентного вращения намагниченности с учетом одноосной анизотропии и антиферромагнитного упорядочения намагниченностей ферромагнитных слоев в СФ.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин» №01201463330), при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (гранты №14.Z50.31.0025), РФФИ (проект № 16-02-00061).

Литература

1. Y. Huai, J. Zhang, G.W. Anderson, P. Rana, S. Funada, C.-Y. Hung, M. Zhao, S. Tran // *J. Appl. Phys.*, V. 85, 5528 (1999).
2. B. Negulescu, D. Lacour, M. Hehn, A. Gerken, J. Paul, C. Duret // *J. Appl. Phys.*, V. 109, 103911 (2011).
3. A. Veloso, P. Freitas // *J. Appl. Phys.*, V. 87, 5744 (2000).

Влияние механических напряжений и отжига на магнитную структуру и магнитоимпеданс аморфных CoFeSiBCr микропроводов

М.Г. Неъматов¹, М.М. Салем¹, У. Азим¹, М. Ахмат¹, А.Т. Морченко¹, Н.А. Юданов¹, Л.В. Панина¹

¹ Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049.

*nematovmaqsud@misis.ru, lpanina@plymouth.ac.uk,

Введение

Ферромагнитный микропровод с аморфной или нанокристаллической структурой имеет ряд специфических магнитных свойств: наличие двух устойчивых состояний (бистабильность), чувствительность магнитной структуры к механическим напряжениям и очень большой магнитный импеданс (МИ) [1-4]. Все указанные свойства могут использоваться для разработки различных сенсоров. С точки зрения практических приложений важно, чтобы магнитные и структурные свойства провода можно было бы регулировать с помощью специальных обработок, в частности, отжига. Существует два основных типа магнитных микропроводов. Первый тип, обычно присущий составам, богатым железом, характеризуется положительной магнитострикцией и практически прямоугольной петлей магнитного гистерезиса, измеренной в магнитном поле вдоль оси микропровода. Второй тип на основе кобальтсас отрицательной магнитострикцией имеет наклонную петлю гистерезиса в продольном магнитном поле. Особый интерес могут иметь CoFe-микропровода с небольшим содержанием железа, имеющие небольшую положительную магнитострикцию, в которых за счет внешних напряжений магнитострикция может менять знак, что сопровождается скачкообразным изменением кривой намагничивания и МИ. Это явление исследуется в данной работе.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Процессы намагничивания проводов исследовались индукционным методом с использованием двух дифференциальных катушек. Для построения петли гистерезиса индуцированный электрический сигнал оцифровывался и интегрировался как функция магнитного поля.

Для выявления механизмов зависимости высших гармоник и импеданса от механических напряжений проводился отжиг при температуре 573К в течении 60 мин. Температуры Кюри ($T_K=637\text{K}$) и кристаллизации ($T_{Kp}=787\text{K}$) проводов были определены по графику ДСК с помощью стандартных приложений.

Нами были изучены аморфные провода со стеклянным покрытием состава $\text{Co}_{71}\text{Fe}_5\text{B}_{11}\text{Si}_{10}\text{Cr}_3$, имеющего низкое положительное значение константы магнитострикции (порядка 10^{-8}). В экспериментах использовались два типа проводов с различной геометрией: общим диаметром 29,5 и 41,5 мкм и диаметром металлического сердечника 23,9 и 36,3 мкм соответственно, обозначенных соответственно, как образец №1 и образец №2.

Результаты и обсуждение

Отжиг приводит к частичной кристаллизации и существенному усилению эффекта бистабильности. Однако зависимость амплитуд гармоник от механических напряжений практически исчезает. Также, поведение МИ после отжига свидетельствует об усилении аксиальной анизотропии. Это подтверждает вывод, что именно изменение магнитострикции под действием напряжений в аморфном состоянии обуславливает изменение гармонического спектра и импеданса под действием механических напряжений. На Рис.1. показано, что коэрцитивная сила провода с меньшим диаметром (№1) увеличивается после отжига, что связано с релаксации поверхностных механических напряжений, полученные во время закалки микропровода. А в проводе с большим диаметром (№2) не происходит изменение коэрцитивной силы, так как в нем существует частичная кристаллизация около 15% и поверхностные эффекты не вносят большие изменения в магнитную анизотропию данного провода.

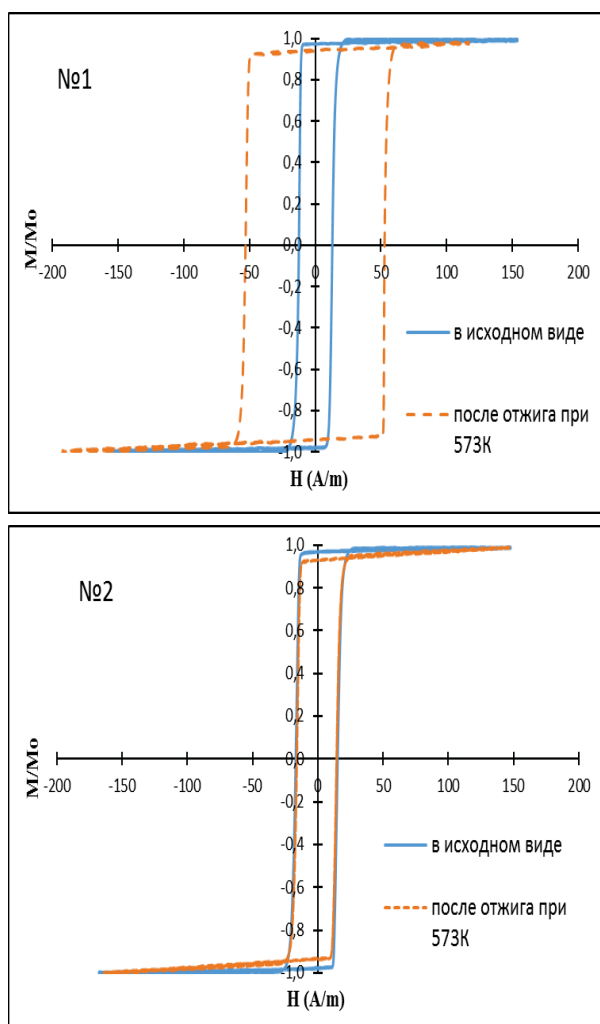


Рис. 1. Петли гистерезиса микропроводов с меньшим диаметром (№1) и с большим диаметром (№2) в исходном состоянии и после отжига

Импеданс проводов в отсутствии внешнего магнитного поля имеет один максимум. Такое поведение магнитного импеданса типично для материалов

Литература

1. A. Zhukov and V. Zhukova. Magnetic properties and applications of ferromagnetic microwires with amorphous and nanocrystalline structure. Nova Science Publishers, New York (2009)
2. M. Vazquez, H. Chiriac, A. Zhukov, L. Panina, T. Uchiyama. // Phys. Status Solidi A 208, pp. 493-501(2011)
3. M. Knobel and K. R. // J. Magn. Magn. Mater. 242/245, pp. 33-40(2002)
4. C. Tannous, J. Gieraltowski, // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. --V.15.-No 3.- P.125-133 (2004)
5. D.P. Makhnovskiy, L.V. Panina and D.J. Mapps// Phys Rev B, 63, pp.144424-144441 (2001)
6. V.L. Mironov, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorodovet *al.* // PhysicalReviewB, V. 85, 144418 (2012).

с легкой осью анизотропии, параллельной току возбуждения и внешнему магнитному полю[6]. После отжига микропровод(№1) показывает значительное изменение МИ (Рис.2), что обусловлено изменением анизотропии, тогда как МИ образца№2практически не изменяется.

Была также исследована зависимость процессов намагничивания и импеданса от приложенных растягивающих напряжений. Было продемонстрировано значительное увеличение коэрцитивности с увеличением напряжений в проводах после отжига, а также увеличение чувствительности МИ по отношению к напряжениям. Таким образом, отжиг аморфных и частично кристаллизованных проводов при температуре, близкой к температуре Кюри, может приводить к значительным модификациям магнитной структуры и МИ, что может быть использовано для разработки микросенсоров механических напряжений.

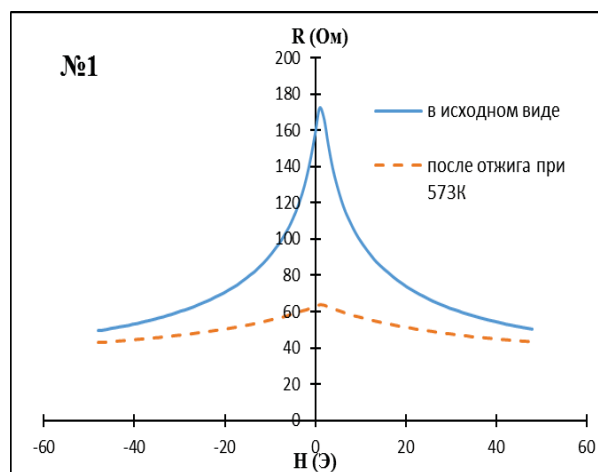


Рис. 2. Зависимость действительной части импеданса от магнитного поля микропроводов в исходном состоянии и после отжига на частоте 50МГц для образца (№1)

Влияние низкотемпературного отжига на перераспределение химического состава системы спинового светоизлучающего диода на основе GaAs с дельта-слоем Mn

Д.Е. Николичев^{1,*}, Р.Н. Крюков^{1,§}, С.Ю. Зубков¹, М.В. Дорохин², 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.

*nikolitchev@gmail.com, §kriukov.ruslan@yandex.ru

Экспериментально обнаружено, что повышение температуры низкотемпературного отжига приводит к увеличению доли арсенида марганца за счет сокращения содержания замещающего марганца в матрице GaAs. Также с ростом температуры отжига происходит уменьшение степени поляризации излучения, генерируемого при рекомбинации спин-поляризованных дырок с неполяризованными электронами. Выявлено, что варьирование температуры отжига не приводит к существенному изменению содержания междоузельного марганца.

Введение

Одной из проблем развития спинтроники [1] является разработка эффективного, работающего при комнатной температуре спинового инжектора. В качестве его материала предлагается использовать ферромагнитные металлы, разбавленные магнитные полупроводники, дельта слои переходных металлов и пр. Магнитные, электрические и оптические свойства систем с различными видами инжекторов зависят от химического состава слоев и гетерограниц. Ранее показано [2], что эффективным методом контроля химсостава и его распределения по глубине многослойных спинтронных структур является рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС), проводящаяся совместно с распылением поверхности ионами Ag^+ в сверхвысоком вакууме. В работе изучается влияние низкотемпературного отжига (НТО) на перераспределение химического состава в слоевых структурах спиновых светоизлучающих диодов (ССИД) с δ -слоем Mn в качестве ферромагнитного слоя.

Методика эксперимента

Структуры спиновых светоизлучающих диодов изготавливались в два этапа. Сначала на подложке n^+ -GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении и температуре 650°C выращивался буферный слой n-GaAs. Далее наращивался слой нелегированного GaAs, квантовая яма (КЯ) $In_xGa_{1-x}As$ с $x \sim 0,1$, затем спейсерный слой GaAs.

На второй стадии, после понижения температуры до 250°C лазерным распылением мишени из металлического Mn выращивался δ -слой [3]. Для предотвращения оксидирования марганца поверхность наращивалась слоем GaAs. После перемещения полученных образцов в аналитический вакуумный объем три образца, предварительно выдержанных в условиях вакуума (10^{-9} Торр), подвергались НТО при 192°C (образец №2), 300°C (образец №3) и 380°C (образец №4) в вакууме в течение 5 часов. Один (контрольный) образец №1 не отжигался.

Исследования образцов методом РФЭС проводились на комплексе Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия). Для возбуждения фотоэмиссии использовалось $Mg K_{\alpha}$ или $Al K_{\alpha}$ -излучение. Диаметр области анализа составлял 1,5 мм. Послойное профилирование осуществлялось травлением ионами Ag^+ с энергией 1 кэВ. Предельная обнаруживаемая концентрация элементов определялась соотношением сигнал/шум на фотоэлектронных спектрах и составляла 0,5 ат.%. Для определения концентрации химических элементов производилась запись ФЭ-линий: O 1s, C 1s, Mn 2p_{3/2}, As 3d, Ga 3d, Ga 2p_{3/2}, As 2p_{3/2}, In 3d_{5/2}. Спектры снимались при энергии пропускания анализатора 50 эВ и дискретизации по энергии 0,2 эВ/шаг. Вся математическая обработка проводилась с использованием программного обеспечения SDP v. 4.3.

Результаты

По профилям распределения по глубине химических элементов в образце было диагностировано наличие шести элементов. На рисунке 1 приведен профиль распределения элементов в неотожженном образце, выдержанном в вакууме в течение пяти месяцев. В приповерхностных слоях детектируются кислород и углерод, т.к. образцы находились в атмосферных условиях при перемещении из камеры роста в аналитическую камеру.

По профилю распределения индия и марганца определяются положения КЯ и δ -слоя, соответственно. Стоит отметить, что в структурах с тонкими (2 - 5 нм) спейсерами марганец проникает в квантовую яму на глубину ~ 5 - 6 нм в отличие от структур с более толстыми (десятки нм) слоями.

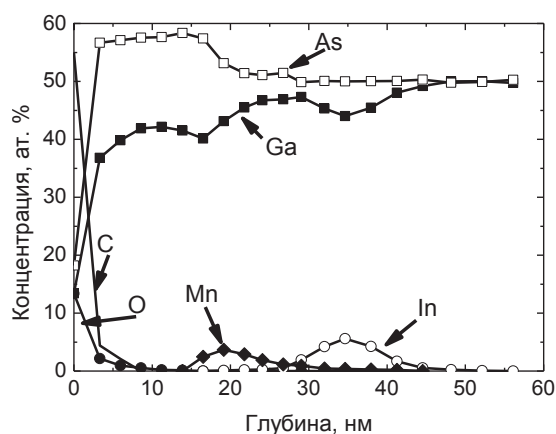


Рис. 1. Типичный профиль распределения концентрации элементов по глубине ССД с δ -слоем Mn

В покровном слое имеется значительное расхождение профилей Ga и As, что объясняется наличием структурных дефектов в арсениде галлия, выращенном при низкой температуре.

Химический анализ осуществлялся путем независимого спектрального анализа ФЭ-линий Mn $2p_{3/2}$, As $3d$, Ga $3d$. Методика была апробирована на системе, имеющей большую концентрацию марганца (до 20 ат.%): разбавленном магнитном полупроводнике GaMnAs. Это позволило усовершенствовать методику спектрального синтеза для данной системы путем применения комплексной математической обработки для минимизации ошибки определения содержания фаз.

Наиболее важными для такой системы являются профили распределения основных марганцевых фаз, которыми являются субстациональный (Mn_{Ga}),

интерстациональный (Mn_I) марганец, а также MnAs. Доминирующей марганецсодержащей фазой во всех исследованных образцах является арсенид марганца, что объясняется низким пределом растворимости марганца ($< 0,1$ ат.% [4]) в GaAs. Следствием этого является выделение фазы MnAs.

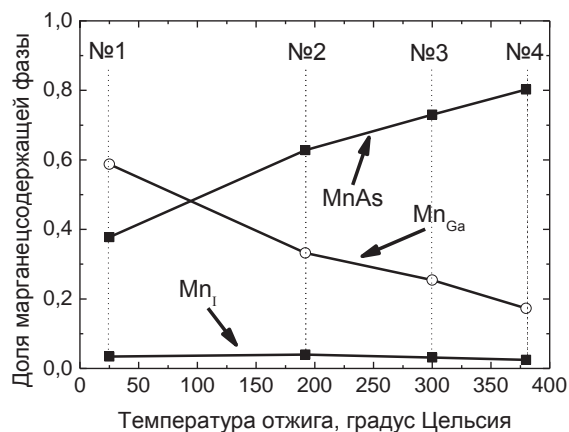


Рис. 2. Изменение доли марганецсодержащих соединений в δ -слое Mn для четырех образцов

Из-за различий в профилях распределения химических элементов для сравнения получаемых данных была усовершенствована методика анализа [5]. Производилось построение зависимостей концентрации Mn, Mn_I , и Mn_{Ga} от общего содержания Mn для каждой глубины анализа. Затем после их линейной аппроксимации была получена зависимость доли марганцевых фаз от температуры отжига (рисунок 2). Из нее следует, что низкотемпературный отжиг приводит к значительному перераспределению марганца между фазами MnAs и Mn_{Ga} , а содержание элементного марганца остается на одном уровне. Эти процессы могут обуславливать рост значения температуры Кюри.

Литература

1. V.E. Borisenko, S. Ossicini // Wiley-VCH, Weinheim (2004).
2. D.E. Nikolichev, A.V. Boryakov, S.Yu. Zubkov et al. // Semiconductors, V. 48 (6), 815 (2014).
3. А.И. Бобров, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // Известия РАН. Серия физическая, V. 78 (1), 18 (2014).
4. W.M. Chen, I.A. Buyanova // Pan Stanford Publishing Pte. Ltd. (2010).
5. T. Jungwirth, K.Y. Wang, J. Mašek and et al. // Physical Review B, V. 72, 165204 (2005).

Влияние напряженности, вызванной подложкой, на проводимость ферромагнитных манганитных тонких пленок

Г.А. Овсянников¹, Т.А. Шайхулов¹, В.А. Шахунов¹, В.В. Демидов¹, А.А. Климов^{1,3}, В.Л. Преображенский^{2,3}, N. Tiercelin³, P. Pernod³

1 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва 125009 Россия.

2 Волновой центр, ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991, Москва, Россия.

3 University of Lille, CNRS, Centrale Lille, UMR 8520, IEMN, F-59000 Lille, France.

*gena@hitech.cplire.ru

Эпитаксиальные тонкие пленки манганита $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ толщиной 40-100 нм изготавливались с помощью лазерной абляции при температуре $T=700-800\text{C}$ в атмосфере чистого кислорода 0.3-1 мВ. Использовались подложки (110)NGO, (001)STO, (001)LAO and (001)LSAT. Рассогласование решетки подложки и пленки определялось из параметров мишени, используемой для лазерной абляции, и подложки. Растягивающие напряжения пленок LBMO усиливают ферромагнетизм, а сжимающие уменьшают температуру Кюри.

Введение

Известно, что в монокристаллах $\text{La}_{0.7}\text{Ba}_{0.3}\text{MnO}_3$ наблюдается гигантская объемная магнитострикция $2,5 \cdot 10^{-4}$ уже при комнатной температур[1]. Кроме того, резистивные свойства пленок LBMO во многом определяются напряженностью эпитаксиальных пленок, нанесенных на подложку, имеющую рассогласование параметров с пленкой[2,3]. Используя эти свойства пленок LBMO может быть создана много уровневая память.

Экспериментальные результаты

Пленки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) напылялись методом лазерной абляции мишеней в атмосфере кислорода в кристаллизационной камере на плоскость (110) монокристаллической подложки из NdGaO_3 (NGO). 1. Использовалось излучение лазера YAG^+Nd с $\lambda=1.06$ мкм, с длительностью импульса 10 нс при частоте повторения 5 Гц и энергии в импульсе порядка 2 Дж/см². Далее излучение преобразовывалось на нелинейных кристаллах до $\lambda=0.53$ мкм и $\lambda=0.27$ мкм. Излучение $\lambda=1.06$ мкм отводилось от мишени с помощью полупрозрачного зеркала. В результате на фокусирующую линзу попадало излучение $\lambda=0.53$ мкм и $\lambda=0.27$ мкм с плотностью энергии примерно 0.25 Дж/см² с размером пятна 10 см. Сопротивление пленок изучалось четырехточечным методом, исключая влияние контактного сопротивления.

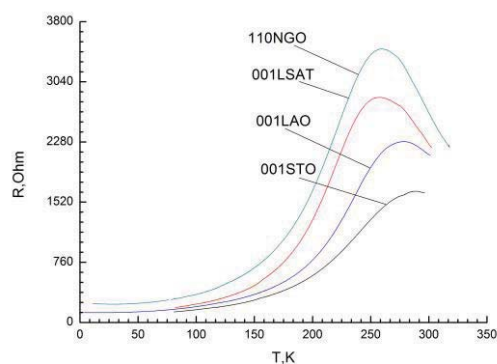


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивлений пленок LBMO, напыленных на (001)STO, (110)NGO, (001)LSAT, (001)LAO

В манганитных пленках переход в ферромагнитное состояние с уменьшением температуры сопровождается изменением температурной зависимости сопротивления от прыжкового типа, на металлическую[3].

Литература

1. P.B. Demin et al. // *Physics of Solid State* **48**: 322 (2006).
2. W. Zhou, et al. // *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **8**, 5424 (2016).
3. G.A. Ovsyannikov, A.M. Petrzhik, I.V. Borisenko et. al., *J. Exp. Theor. Phys.* **108**, 48 (2009).

Исследования межслоевых взаимодействий в многослойных пленках [(CoP)_{soft}/NiP/(CoP)_{hard}/NiP]_n

Г.С. Патрин^{1,2,*}, Я.Г. Шиян^{1,2}, К.Г. Патрин¹, В.А. Орлов^{1,2}

1 Сибирский федеральный университет, проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041

2 Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, Красноярск, 660036

*patrin@iph.krasn.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований многослойных пленочных структур в системе Co-Ni-P с чередующимися слоями из магнитомягкого и магнито жесткого материалов, разделенных немагнитной прослойкой из аморфного Ni-P. Методом электронного магнитного резонанса установлено, что при количестве блоков $n > 3$ в спектре наблюдается три линии поглощения, что связывается с образованием скошенной магнитной структуры в подсистеме магнитных слоев. Обсуждаются механизмы межслоевого взаимодействия.

Введение

Пленочные системы, состоящие из чередующихся слоев магнитомягкого и магнито жесткого материалов, являются подходящими объектами для решения ряда задач спинтроники. Межслоевое взаимодействие в таких системах является ответственным за формирование магнитного состояния. В случае, когда имеет место сопряжение ферромагнитного и антиферромагнитного слоев, как правило реализуется эффект обменного смещения и весь наблюдаемый процесс намагничивания связан с поведением ферромагнитного слоя [2]. Когда сопрягаются ферромагнитные магнитомягкий и магнито жесткий слои возникает новое состояние, типа «магнитной пружины» [3]. В случае, когда межслоевое взаимодействие является регулируемым, есть основание ожидать новых проявлений, что может иметь практическое значение.

Ранее было показано [4], увеличение числа блоков (n) в структуре из ферромагнитных магнитомягкого и магнито жесткого слоев в структуре [(CoP)_{soft}/NiP/(CoP)_{hard}/NiP]_n ведет к усилению влияния магнитомягкого слоя на процесс намагничивания пленочной структуры, что эффективно проявляется как уменьшение объема магнито жесткого материала. Введение немагнитной прослойки приводит к необычному процессу намагничивания пленки, осцилляциям величины коэрцитивной силы. Причем здесь немагнитная прослойка влияет на межслоевое взаимодействие между ферромагнитными слоями. Именно изучению механизмов, ответственных за формирование магнитного состояния в многослойных пленочных структурах с чередующимися слоями из магнитомягкого и магнито жесткого слоев, разделенных немагнитной прослойкой, и посвящено данное сообщение.

Методика эксперимента

Пленки [(CoNiP)_{soft}/NiP/(CoP)_{hard}]_n были получены методом химического осаждения. Содержание фосфора во всех слоях составляло 8 % ат. В магнито жестким слое CoP был в гексагональном поликристаллическом состоянии, магнитомягкий слой CoNiP находился в аморфном состоянии. Промежуточный слой NiP находился в аморфном состоянии и был немагнитный. Такая композиция слоев была выбрана потому, что при сопряжении слоев нет резкого изменения структуры на интерфейсе. Были синтезированы пленки с количеством блоков $n = 1, 5, 10, 15, 20, 40$. Оба магнитных слоя имели толщину $t = 5$ nm и немагнитный слой $t_{NiP} = 2$ nm. Спектры электронного магнитного резонанса измерялись на спектрометре «Bruker E 500 CW EPR», действующем на частоте $\omega_{MWF} = 9.2$ GHz. В эксперименте постоянное магнитное поле лежало в плоскости пленки. Обработка спектров осуществлялась путем разложения экспериментальной интегральной кривой на составляющие гауссовского типа.

Результаты и обсуждение

Установлено отсутствие СВЧ сигнала от одиночного слоя NiP. Трансформация спектра электронного магнитного резонанса при изменении количества блоков n представлена на рисунке 1. В бислойной структуре CoP/NiP наблюдается только один пик СВЧ поглощения, что говорит о не перемешивании слоев и отсутствии второй магнитной фазы типа сплава CoNiP, хотя пик сдвинут относительно резонансного поля (H_r) реперной пленки (CoP)_{soft} (часть а). В пленке с $n = 1$ спектр состоит из двух линий СВЧ поглощения: одна из них принадлежит магнито жесткому слою

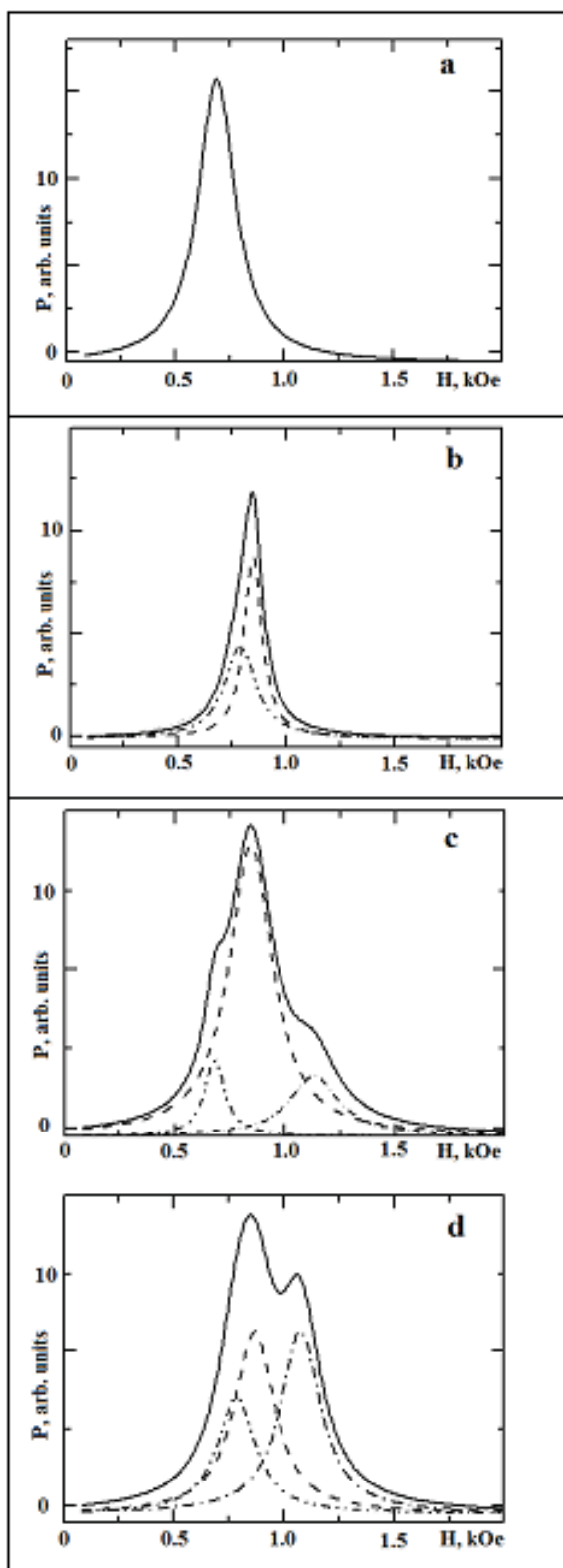


Рис. 1. Спектры электронного магнитного резонанса пленок $[(\text{CoP})_{\text{soft}}/\text{NiP}/(\text{CoP})_{\text{hard}}/\text{NiP}]_n$. **a** – одиночный слой $(\text{CoP})_{\text{soft}}$. **b, c, d** – $n = 1, 10, 40$. $T = 300\text{K}$

CoP , а другая – магнитомягкому слою (часть **b**). При увеличении количества блоков (n) возникает

третий пик СВЧ поглощения. Структура спектра такова, что низкополевые линии имеют близкие значения резонансного поля, а ширину линии. Установлено, что с увеличением числа блоков происходит изменение формы резонансного спектра с осцилляцией величины резонансного поля высоко полевого пика в зависимости от числа блоков (n). Из рисунка 1 видно, что все спектры для многослойных пленок сдвинуты в область более высоких полей относительно H_r для реперной пленки. Это, по-видимому, связано с образованием дополнительной интерфейсной анизотропии на границе раздела магнитный-немагнитный слой.

Получены температурные зависимости резонансного поля для всех пленок. Для тех пленок, где наблюдаются три пика поглощения, их поведение таково, что величины резонансных полей низко полевых пиков растут при увеличении температуры, а H_r высоко полевого пика уменьшается при тех же условиях. При этом величина расщеплений между пиками осциллирует в зависимости от числа (n).

С учетом магнитостатических данных [4], где было установлено сильное влияние магнитомягкого слоя на процесс намагничивания магнито жесткого слоя, наблюдаемые особенности магниторезонансных измерений можно понять, предполагая, что немагнитная прослойка влияет на межслоевое взаимодействие между ферромагнитными слоями. При этом многие особенности намагничивания можно объяснить при условии существования дальнего межслоевого взаимодействия, т.е. более дальнего, чем взаимодействие между соседними слоями. В этом случае возникает ситуация подобная той, что наблюдается для неколлинеарных трех подрешеточных магнетиков в системе *редкая земля – 3d-переходной метал*. В нашем случае наличие либо конкуренции взаимодействий, либо биквадратичного обмена приводит к тому, что одна система слоев (по-видимому, магнитомягкая подсистема) разбивается на две скошенные подрешетки.

Литература

1. I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. // *Rev. Mod. Phys.*, V. 76, 323 (2004).
2. J. Nogues, J. Sort, V. Langlais, V. Skumraev, *et al.* // *Phys. Rep.*, V. 422, 65 (2005).
3. S.D. Bader. // *Rev. Mod. Phys.*, V. 78, 1 (2006).
4. G.S. Patrin, Ya. Shiyani, K.G. Patrin, G.Yu. Yurkin. // *J. Low Temp. Phys.*, V. 182, 73 (2016).

Новые поверхности Ферми в вейлевских полуметаллах семейства TaAs в постоянном магнитном поле

А.А. Перов*, А.А. Борис, А.С. Рутьков

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

*19perov73@gmail.com

В приближении эффективного гамильтониана представлены результаты модельных аналитических и численных расчетов квантовых состояний электронов в вейлевских полуметаллах первого рода семейства TaAs. Рассчитаны спектр, электронная плотность как в отсутствие магнитного поля, так и в однородном постоянном магнитном поле, ориентированном вдоль направления (001) в пространстве. Установлено, что внешнее магнитное поле приводит к возникновению щели в спектре в вейлевских точках.

Введение

Вейлевские фермионы как решение уравнения Дирака с нулевой массой обнаруживают себя в виде квазичастиц в твердых телах – полуметаллах, – в которых нарушена симметрия состояний либо по отношению к инверсии координат, либо по отношению к инверсии времени. Примером таких материалов могут служить соединения семейства TaAs, относящиеся к вейлевским полуметаллам первого рода. В окрестности четного числа точек в зоне Бриллюэна спектр носителей заряда в них линейен по всем трем проекциям квазиимпульса. Спин-поляризованные поверхностные состояния носителей образуют фермиевские дуги, соединяющие два объемных вейлевских узла противоположной киральности (проекция спина на направление импульса).

Квантовые состояния носителей заряда в TaAs

Первопринципные расчеты зонной структуры TaAs, известные из литературы [1,2], позволяют записать эффективный гамильтониан электрона вблизи вейлевских точек

$$\hat{H}(\hat{\mathbf{k}}) = (2t \sin \hat{\mathbf{k}}\mathbf{a}_+) \hat{\sigma}_x + (2t \sin \hat{\mathbf{k}}\mathbf{a}_-) \hat{\sigma}_y +$$

$$(\Delta - 2t'(\cos \hat{\mathbf{k}}\mathbf{a}_x + \cos \hat{\mathbf{k}}\mathbf{a}_y) + 2t_{\perp} \cos \hat{\mathbf{k}}\mathbf{a}_z) \hat{\sigma}_z, \quad (1)$$

где $\mathbf{a}_{\pm} = (\mathbf{a}_x \pm \mathbf{a}_y)/2$; $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z$ – операторы Паули; t, t', t_{\perp} – энергии, определяемые интегралами перекрытия волновых функций электрона, при трансляциях между различными узлами подрешеток из атомов Ta и As, Δ – управляющий

параметр гамильтониана. Волновая функция в узельном представлении может быть определена как двухкомпонентный вектор, компоненты которого есть амплитуды вероятности нахождения электрона в заданном узле трехмерной решетки, образованной атомами тантала и мышьяка. Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) дает закон дисперсии в зоне Бриллюэна (рис. 1):

$$E_{1,2} = \pm 2 \sqrt{t^2(\sin^2 k_+ + \sin^2 k_-) + t_{\perp}^2(m_1 - m_2 \cos k_+ \cos k_- + \cos k_z)^2}$$

$$\text{где } m_1 = \frac{\Delta}{2t_{\perp}}, m_2 = \frac{2t'}{t_{\perp}}, a_x = a_y = a_z = 1.$$

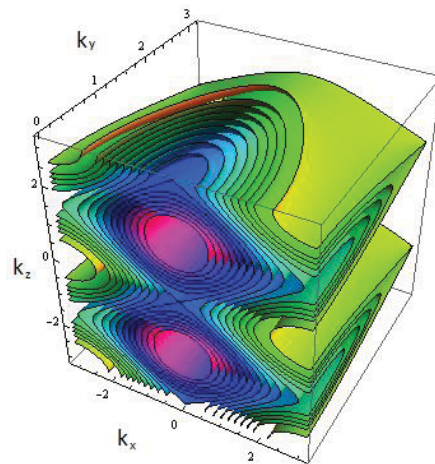


Рис. 1. Зависимость энергии электрона от квазиимпульса в зоне Бриллюэна

Видно, что существует две вейлевские точки в спектре с линейным законом дисперсии.

Спектр и электронные волновые функции в магнитном поле

Во внешнем магнитном поле, направленном по оси z , так что векторный потенциал $\mathbf{A} = \{0; Hx; 0\}$, гамильтониан электрона примет вид:

$$\begin{aligned} \hat{H}(\hat{\mathbf{k}}) = & \left(2t \sin\left(\hat{\mathbf{k}} - \frac{e}{\hbar c} \mathbf{A}\right) \mathbf{a}_+\right) \hat{\sigma}_x \\ & + \left(2t \sin\left(\hat{\mathbf{k}} - \frac{e}{\hbar c} \mathbf{A}\right) \mathbf{a}_-\right) \hat{\sigma}_y + (\Delta - \\ & - 2t' \left(\cos\left(\hat{\mathbf{k}} - \frac{e}{\hbar c} \mathbf{A}\right) \mathbf{a}_x + \cos\left(\hat{\mathbf{k}} - \frac{e}{\hbar c} \mathbf{A}\right) \mathbf{a}_y\right) + \\ & + 2t_{\perp} \cos\left(\hat{\mathbf{k}} - \frac{e}{\hbar c} \mathbf{A}\right) \mathbf{a}_z) \hat{\sigma}_z, \end{aligned} \quad (2)$$

а волновая функция, удовлетворяющая граничным условиям Блоха-Пайерлса, может быть записана как:

$$\psi_{\mathbf{k}} = \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix} e^{ik_x na/2} e^{ik_y ma/2} e^{ik_z sa}, \quad (3)$$

где целые числа n, m, s задают узел кристаллической решетки. Магнитное поле таково, что магнитный поток, измеренный в квантах магнитного потока, пронизывающий элементарную ячейку кристалла, есть рациональное число p/q .

Численное решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (2) позволило рассчитать энергетический спектр системы, который представляет собой спектр типа «бабочек Ховштадтера» (см. рис.2), разделенных щелью в нуле энергии при $k_z = \pi/2$. В отсутствие магнитного поля сечение закона дисперсии данной плоскостью в зоне Бриллюэна дает бесщелевой конический спектр (рис.3). Квантующее действие магнитного поля на электрон приводит к тому, что каждая из ветвей спектра на рис.3 разбивается на разрешенные и запрещенные подзоны, число которых в совокупности равно $2q$. Таким образом,

имеет место нетривиальное влияние внешнего магнитного поля на изначально ультра-релятивистский спектр вейлевского фермиона, который теперь перестает быть безмассовым.

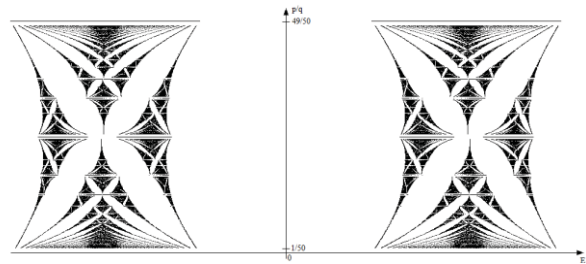


Рис. 2. Энергетический спектр полуметалла Вейля в магнитном поле при $k_z = \pi/2$ в зависимости от числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку решетки

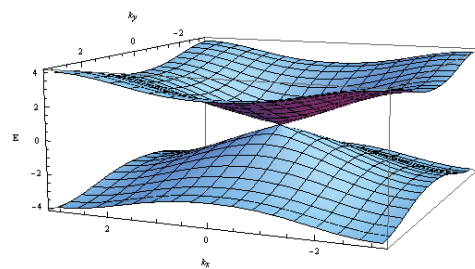


Рис. 3. Сечение закона дисперсии полуметалла Вейля в отсутствие внешнего магнитного поля при $k_z = \pi/2$

Работа выполнена в рамках проектной части госзадания Минобрнауки РФ (2017-2019 г.г.) и при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-02-00471).

Литература

1. S. Huang et al. // arXiv: 1501.00755 v1.
2. S. Xu et al. // arXiv: 1501.01249 v3.

Индукцированная намагниченность и магнитооптический эффект Фарадея в двумерном электронном газе двоякопериодической поверхностной сверхрешетки

А.А. Перов*, А.С. Рульников, Е.А. Морозова, Е.С. Золина

Национальный исследовательский Нижегородский государственный
университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

*19perov73@gmail.com

Исследован электромагнитный отклик двумерного электронного газа поверхностной сверхрешетки, помещенной в перпендикулярное постоянное однородное магнитное поле. Рассчитаны магнитооптические эффекты Керра и Фарадея, и найдены условия прозрачности изучаемых модельных полупроводниковых структур в терагерцовой области частот. Особенности частотных зависимостей комплексных углов Керра и Фарадея увязаны с симметрией спиновых состояний носителей заряда в сверхрешетке.

Введение

Работа посвящена изучению электродинамического отклика электронной подсистемы двоякопериодических полупроводниковых сверхрешеток, помещенных в перпендикулярное постоянное однородное магнитное поле. Нами развита теория и проведены модельные расчеты квантовых состояний носителей заряда в изучаемых структурах в рамках приближений сильной и слабой связи. Рассчитаны магнитооптические эффекты Керра (в полярной геометрии) и Фарадея в электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием по типам Рашба и Дрессельхауза. Обсуждаются течение данных эффектов, индуцированное полем электромагнитной волны нетривиальное распределение спиновой плотности квантовых состояний при эффективных переходах в спектре, а также ключевая роль в этом спин-орбитального взаимодействия, определяющего вклад в круговой дихроизм и аномальную скорость носителей заряда. Все расчеты являются модельными, проведены в той области значений экспериментально реализуемых параметров системы [1], когда характерная энергия Ландау значительно превышает величины сопоставимых, что важно, между собой спинового, спин-орбитального расщеплений в спектре, а также расщепления, обусловленного действием на электрон периодического электростатического поля сверх-

решетки. Создаваемый внешним магнитным полем магнитный поток через элементарную ячейку сверхрешетки, измеренный в квантах магнитного потока, полагается рациональным числом $\Phi/\Phi_0 = |e|Ha^2/2\pi\hbar c = p/q$, где p и q – взаимно простые числа, e – заряд электрона, H – модуль вектора напряженности магнитного поля, a – период сверхрешетки, $\Phi_0 = 2\pi\hbar c/|e|$ – квант магнитного потока, c – скорость света.

Квантовые состояния электрона и магнитооптические эффекты

Действия на энергетический спектр электрона магнитного поля и периодического потенциала решетки различны по своей природе. Магнитное поле квантует поперечное движение носителей, а периодическое электростатическое поле сверхрешетки приводит к расщеплению уровней Ландау в зоне проводимости на магнитные подзоны.

В решеточных структурах, создаваемых методами электронной литографии, расчет квантовых состояний носителей может быть проведен в рамках теории возмущений по малому параметру, равному отношению амплитуды периодического потенциала сверхрешетки к энергии циклотронного движения электрона. При этом число магнитных подзон определяется удвоенным числителем дроби p/q . Для исследования электронных состояний в двоякопериодических полупроводниковых сверх-

решетках, создаваемых в процессе эпитаксиального роста, в достаточно слабых магнитных полях может быть использована модель Харпера-Ховштадтера [2]. Для двумерного электронного газа в модельной гетероструктуре на основе $GaAs/InGaAs$, когда основная магнитная подзона полностью заполнена носителями, проведен расчет частотной зависимости угла поворота плоскости поляризации прошедшей волны в эффекте Фарадея при переходах из основной магнитной подзоны в следующую за ней по энергии. Величина угла θ_F , обусловленная поглощением поля электромагнитной волны одним слоем двумерного электронного газа, не превосходит микроградуса (см. рис.1). Нами было установлено, что пик (1) на рис.1 определяется особенностью ван Хофа комбинированной плотности состояний в магнитных подзонах. Пик (2) вблизи края поглощения возникает исключительно вследствие спин-орбитального взаимодействия в электронном газе. Частота данного пика соответствует таким значениям квазиимпульса k электрона в магнитной зоне Бриллюэна, для которых z – проекции спиновой поляризации стационарных состояний в рассматриваемых магнитных подзонах равны друг другу. На частоте данного пика эллиптичность фарадеевского излучения меняет знак.

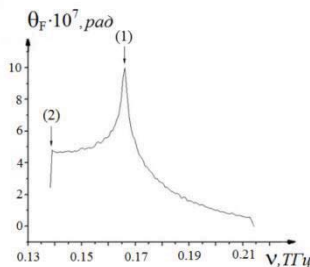


Рис. 1. Частотная зависимость угла Фарадея в структуре $GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As$ (СОВ по типу Рашба)

В рамках обобщенной модели Харпера-Ховштадтера в работе был рассчитан магнитооптический эффект Керра в полярной геометрии. Было обнаружено, что на определенных частотах переходов между шестью магнитными подзонами «бабочек» Ховштадтера при $p/q = 1/3$ наблюдались нули мнимой части недиагональной компоненты тензора проводимости σ_{xy} , ответственной за поглощение в среде. Кроме того, на таких частотах диагональная компонента тензора проводимости σ_{xx} оказывалась близкой к нулю, а электронные состояния в магнитных подзонах, между которыми изучались переходы,

имели равные по модулю и противоположные по знаку z – проекции спиновой поляризации. Как результат, керровское вращение отсутствовало, и вследствие исчезающе малого поглощения среда становилась практически прозрачной для излучения. Подобный эффект в исследуемых структурах ранее не предсказывался и не обсуждался. Магнитооптические измерения здесь выступают как эффективный инструмент исследования магнитных блоховских состояний носителей в сверхрешетках. При поглощении внешнего электромагнитного излучения электронным газом конечные состояния носителей характеризуются индуцированной полем волны спиновой плотностью в магнитной элементарной ячейке сверхрешетки. На максимуме фарадеевского вращения величины проекций индуцированной спиновой плотности по нашим модельным расчетам имеют порядок одной тысячной доли магнетона Бора на один электрон. Поэтому можно ожидать, что при типичной концентрации носителей $n \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$, периоде сверхрешетки $a = 80 \text{ нм}$ и величине магнитного поля, соответствующей четырем квантам магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки, средняя индуцированная намагниченность электронного газа на площади qa^2 будет составлять величину порядка 4 – 5 магнетонов Бора. Таким образом, в рамках рассмотренных в работе моделей впервые показано, что воздействие электромагнитного излучения терагерцового диапазона на электронную систему сверхрешетки в магнитном поле способно индуцировать не только поперечный ток, но и конечное неоднородное локальное распределение намагниченности в газе носителей заряда [3]. При этом роль спин-орбитального взаимодействия в данных эффектах является ключевой.

Работа выполнена в рамках проектной части госзадания Минобрнауки РФ (2017-2019 г.г.) и при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-02-00471).

Литература

1. M.C. Geisel, J.H. Smet, V.Umansky et al // Phys. Rev. Lett. 92, 256801 (2004).
2. D. Hofstadter, Phys. Rev. B 14, 2239 (1976).
3. А.А. Перов, А.С. Рульков, Е.А. Морозова, Е.С. Золина // ЖЭТФ, вып.4 (2017) (принята к публикации).

Устойчивость магнитных скирмионов в пространственно ограниченных системах

М.Н. Поткина^{1,*}, И.С. Лобанов², В.М. Уздин^{1,2}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504

² Университет ИТМО, Кронверкский проспект, д. 49, Санкт-Петербург, 197101.

*potkina.maria@yandex.ru

Исследуется устойчивость топологически защищенных магнитных скирмионов, в условиях, когда их собственный размер сравним с размером области, в которой они локализованы и необходимо учитывать влияние границ на магнитную структуру. Для этого на многомерной энергетической поверхности, рассматриваемой как функция углов, задающих направление всех магнитных моментов, составляющих систему, определяются локальные минимумы, отвечающие скирмионному и однородному ферромагнитному состояниям и методом подталкивания упругой лентой строится путь с минимальным перепадом энергии между ними. Максимум вдоль пути определяет активационный барьер для нуклеации и аннигиляции скирмиона. Для скирмиона, локализованного внутри двумерной полоски ширины D рассчитана зависимость от D активационного барьера, который необходимо преодолеть при аннигиляции внутри полоски и при уходе скирмиона через границу образца.

Введение

Магнитные скирмионы, представляющие собой вихревые спиновые структуры с топологическим зарядом, благодаря малым размерам и высокой подвижности являются одними из наиболее перспективных систем для создания сверхплотной и сверхбыстрой магнитной памяти. Для их использования в качестве элементов памяти важна информация об устойчивости относительно тепловых флуктуаций и внешних воздействий, особенно в случае, когда собственные размеры скирмионов сравнимы с характерными расстояниями между ними или размером области локализации [1].

Устойчивость скирмионных состояний в условиях пространственного ограничения размерами образца изучается в рамках теории переходного состояния для магнитных степеней свободы.

Энергетическая поверхность системы строится на основе гамильтониана гейзенберговского типа включающего обменное взаимодействие между ближайшими соседями, энергию анизотропии, взаимодействие Дзялошинского-Мории и Зеемановскую энергию взаимодействия со внешним полем

$$H = -J \sum_{i,j} S_i S_j - \sum_{i,j} D_{ij} (S_i \times S_j) - \mu \sum_i B \cdot S_i - K \sum_i S_{i,z}^2$$

Здесь J -константа обменного взаимодействия, D_{ij} -константа взаимодействия Дзялошинского-Мория, B -магнитное поле, K -константа анизотропии. Спины S расположены в узлах двумерной треугольной решетки. Вдоль одного из направлений использу-

ются периодические граничные условия, вдоль другого предполагается наличие свободных границ.

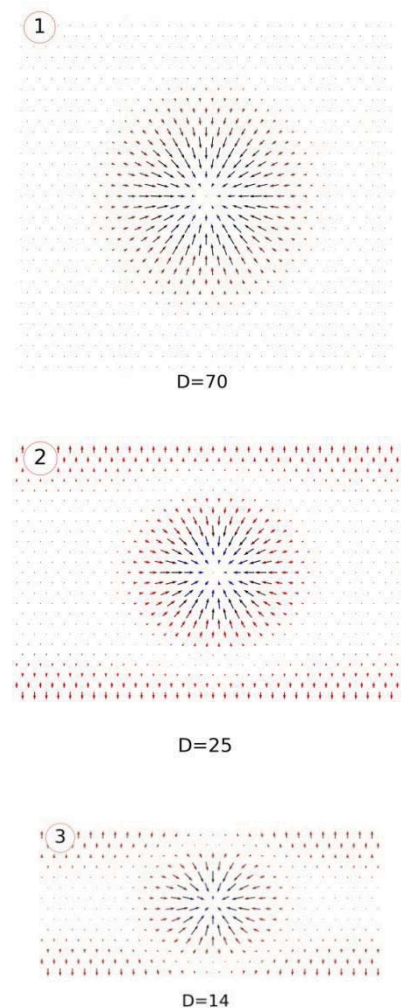


Рис. 1. Скирмионные состояния при различных ширинах полоски

На многомерной энергетической поверхности, рассматриваемой как функция углов, задающих направление всех магнитных моментов, составляющих систему, определялись локальные минимумы, отвечающие скирмионному и однородному ферромагнитному состояниям и методом подталкивания упругой лентой [2] строился путь с минимальным перепадом энергии между ними. Максимум вдоль пути определяет седловую точку первого порядка на энергетической поверхности и активационные барьеры между состояниями. Сам путь с минимальным перепадом энергии, обладая максимальным статистическим весом по отношению к близким к нему путям, задает наиболее вероятный сценарий аннигиляции скирмионного состояния [3].

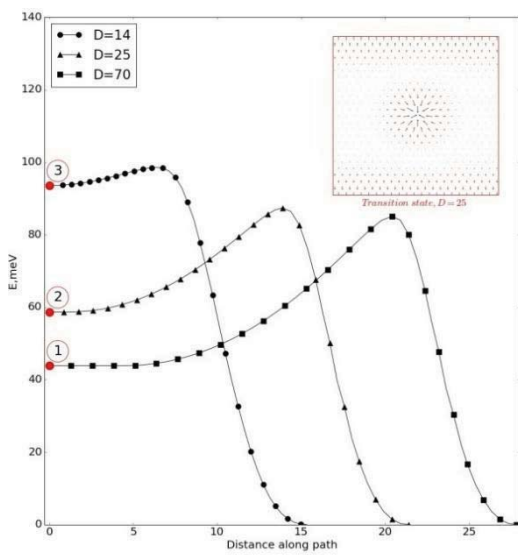


Рис. 2. Пути с минимальным перепадом энергии для аннигиляции скирмиона в центре полоски

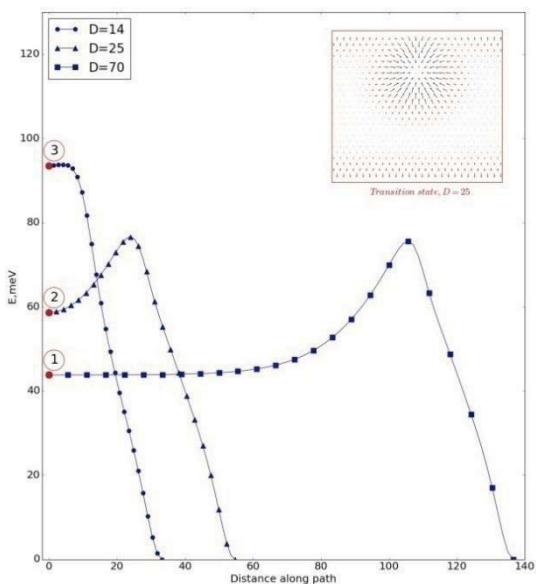


Рис. 3. Пути с минимальным перепадом энергии для аннигиляции скирмиона через границу полоски

Результаты

На рис. 1 представлены три скирмионные конфигурации, соответствующие минимумам энергии при ширине полоски 70, 25 и 14 спинов.

В первом случае границы образца находятся относительно далеко от локализованного скирмионного состояния. Во втором и третьем случае граница влияет на магнитную структуру скирмиона, его энергию и активационный барьер.

На рис. 2 и 3 представлены пути с минимальным перепадом энергии для разных механизмов распада скирмиона: в центре полоски и через ее границу.

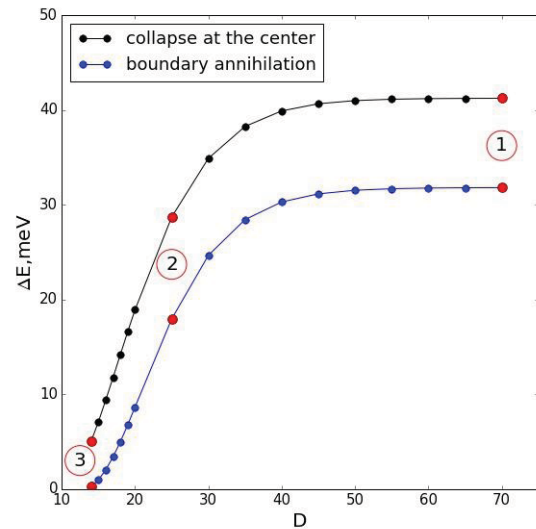


Рис. 4. Зависимость от ширины полоски D энергетического барьера для аннигиляции скирмиона в центре полоски и при уходе через границу

На рис. 4 величина барьера для аннигиляции в центре и через границу показана как функция ширины полоски D. Скирмион локально устойчив в середине дорожки, но по мере уменьшения ширины энергетический барьер, отделяющий скирмионное состояние от ферромагнитного, становится меньше и в достаточно узких полосках скирмионное состояние уже не соответствует локальному минимуму энергии. Поскольку размер скирмиона может управляться внешним магнитным полем, поле может быть использовано как для локальной аннигиляции скирмионов, так и для их стабилизации при прохождении через узкие участки полоски.

Литература

1. A. Fert, V. Cros and J. Sampaio, *Nature Nanotechnology*, **8**, 152 (2013).
2. P. F. Bessarab, V. M. Uzdin, and H. Jónsson, **196** 335 (2015).
3. I.S. Lobanov, H Jónsson, V M Uzdin, *Phys. Rev. B*, **94**, 174418 (2016).

Аномальный и топологический эффект Холла в наноструктурах

И.В. Рожанский*, К.С. Денисов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*rozhansky@gmail.com

Рассмотрены особенности аномального и топологического эффекта Холла. Предложена теория топологического эффекта Холла для произвольной величины обменного взаимодействия. Рассмотрен топологический эффект Холла при рассеянии на магнитных скирмионах. Впервые удалось теоретически описать переход от режима слабого обменного взаимодействия с доминирующим зарядовым током к адиабатическому режиму, в котором преобладает спиновый ток.

Аномальный эффект Холла

Аномальный эффект Холла (АЭХ) представляет собой дополнительный вклад в холловское сопротивление, непосредственно связанный с намагниченностью образца, за исключением тривиального влияния намагниченности на магнитное поле в материале. При этом в основе влияния намагниченности на транспортные свойства лежит спин-орбитальное взаимодействие. В режиме металлической проводимости принято разделять три механизма АЭХ – skew scattering, side-jump, intrinsic mechanism. Первые два связаны с рассеянием на примесях, а последний с топологической особенностью зонной структуры – ненулевой кривизной Берри [1]. Другая, не эквивалентная классификация связана с различной функциональной зависимостью поперечной (холловской) компоненты тензора сопротивления ρ_{xy} от продольной ρ_{xx} . В случае доминирования skew scattering холловское сопротивление зависит от времени рассеяния, как и ρ_{xx} , поэтому возникает линейная зависимость $\rho_{xy} \sim \rho_{xx}$. Для остальных механизмов холловский ток либо не связан с рассеянием на примесях (intrinsic), либо нечувствителен к силе рассеивающего потенциала (side jump), что приводит к квадратичной зависимости $\rho_{xy} \sim \rho_{xx}^2$. В настоящее время как линейная, так и квадратичная зависимости в режиме металлической проводимости многократно наблюдались экспериментально, в то же время вопрос экспериментального разделения разных вкладов с одним и тем же скейлингом (intrinsic, side-jump) остается дискуссионным. Важно отметить, что во всех случаях спин-орбитальное взаимодействие само по себе приводит только к асимметрии поперечного движения носителей с противоположными проекциями спина и, тем самым, к поперечному спиновому току. При этом зарядовый ток возникает если

свободные носители в образце поляризованы по спине, например, вследствие обменного взаимодействия с магнитными центрами, что, как правило, и имеет место в ферромагнетиках. На Рис.1 приведен пример симметричного рассеяния электрона на примеси, приводящее к спиновому току q_H . Зарядовый ток j_H возникает в меру разности концентрации электронов с противоположными спинами.

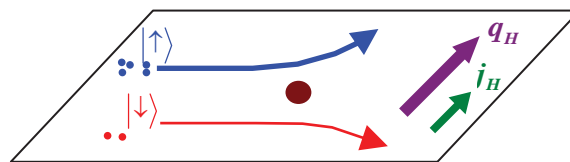


Рис. 1. Симметричное рассеяние при АЭХ

В режиме прыжковой проводимости теоретическое описание АЭХ кардинально отличается от случая металла. Ключевым является рассмотрение прыжков через тройки примесей, т.к. аномальный вклад в холловскую проводимость возникает в третьем порядке по туннельному параметру, определяющему прыжки электрона по примесям и связан с геометрической фазой, приобретаемой электроном при прыжках по замкнутому пути в тройке. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к зависимости туннельных параметров от спина и, следовательно, к зависимости геометрической фазы от спина электрона в результате прыжков в тройке примесей. Сложный скейлинг поперечного и продольного сопротивлений связан с усреднением таких троек по образцу [2]. Как и в случае металлической проводимости, для возникновения зарядового тока необходима различная концентрация электронов с противоположными проекциями спина в образце.

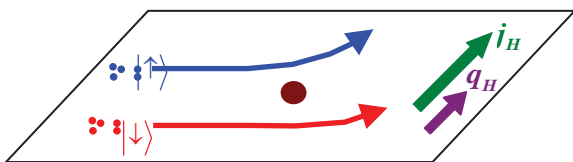


Рис. 2. Асимметричное рассеяние при ТЭХ

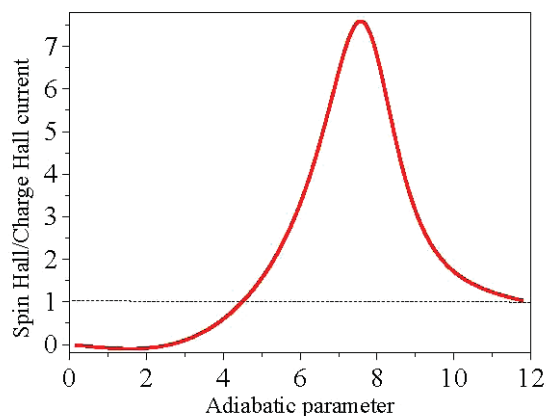


Рис. 3. Отношение спинного холловского тока к зарядовому в ТЭХ на магнитных скирмионах

Топологический эффект Холла

Нарушение симметрии по отношению к инверсии времени, необходимое для возникновения поперечного тока, не обязательно связано со спиновой поляризацией носителей или наличием спин-орбитального взаимодействия. Например, при наличии в образце киральных магнитных структур возникает другая возможность возникновения поперечной холловской проводимости - топологический эффект Холла (ТЭХ). Рассеяние электрона на вихревых состояниях намагниченности возникает вследствие обменного взаимодействия электрона со спинами ионов, формирующих поле намагниченности. Роль спин-орбитального взаимодействия в этом случае сводится только к формированию самих вихревых спиновых структур, оно не определяет непосредственно движение свободного электрона. Как правило, рассеяние на таких спиновых конфигурациях рассматривается в адиабатическом приближении, соответствующем достаточно сильному обменному взаимодействию, при этом рассеяние с переворотом спина запрещено. В этом случае рассеяние и ТЭХ рассматривается в терминах геометрической фазы Берри, а вклад в поперечный ток связан с фазой, приобретаемой при рассеянии электрона на киральной структуре [3].

Нами предложен подход к описанию ТЭХ на основе теории рассеяния и методе фазовых функций.

Теория позволяет описать рассеяние электрона на киральных спиновых конфигурациях при произвольной величине обменного взаимодействия, характеризуемой адиабатическим параметром λ . Вклад в поперечный ток возникает при интерференции однократного и двукратного рассеяния электрона на неоднородном поле намагниченности. Такой вклад возможен как в металлическом, так и в прыжковом режиме. С помощью разработанной теории нам удалось проследить переход между качественно различными режимами ТЭХ в зависимости от адиабатического параметра на примере рассеяния на вихревых состояниях намагниченности - магнитных скирмионах. В работе [4] показано, что в режиме слабого обменного взаимодействия $\lambda < 1$ имеет место несимметричное рассеяние электронов на магнитном скирмионе, причем электроны с противоположными проекциями спина отклоняются в одну и ту же сторону, определяемую намагниченностью скирмиона. В этом случае, как показано на рис.2, возникает поперечная составляющая электрического тока, превышающая спиновый ток, даже для неполяризованных носителей. Отношение спинного поперечного тока к зарядовому в зависимости от адиабатического параметра показано на рис.3. При увеличении адиабатического параметра возникает переход к доминированию спинного тока, что согласуется с результатом адиабатической теории. Дальнейшее увеличение адиабатического параметра приводит к равенству токов когда обменное расщепление превышает кинетическую энергию электрона, так что все свободные носители имеют одну проекцию спина (рис.3).

Работа частично поддержана Министерством образования и науки РФ грант № 14.Z50.31.0021, ведущий ученый М. Байер.

Литература

1. N. Nagaosa, J. Sinova, A.H. MacDonald // *Rev. Mod. Phys.* 82, 1539, (2010)
2. X.-J. Liu, X. Liu, J. Sinova, *Phys. Rev. B* **84**, 165304 (2011)
3. Y. Lyanda-Geller, S.H. Chun, M.B. Salamon, P.M. Goldbart, P.D. Han, Y. Tomioka, A. Asamitsu, Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **63**, 184426 (2001)
4. K.S. Denisov, I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lähderanta // *Phys. Rev. Lett.* 117, 027202 (2016)

Температурная стабилизация спиновых светодиодов с инжектором CoPt

А.В. Рыков*, М.В. Дорохин, П.Б. Дёмина, А.В. Здравейцев, М.В. Ведь

НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

*rikov@nifti.unn.ru

В работе изготовлены и исследованы спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур GaAs/InGaAs/AlGaAs с ферромагнитным инжектором CoPt. Для повышения стабильности работы диодов при комнатной температуре были исследованы различные конфигурации гетероструктур, а результатом исследования является получение электролюминесценции спинового светодиода со степенью циркулярной поляризации величиной 2%, стабильной при температурах до 300 К.

Введение

Спиновые светодиоды (ССИД) на основе полупроводников АЗВ5 являются одним из ключевых элементов спинтроники [1]. Функционирование ССИД основано на инжекции поляризованных по спину носителей из ферромагнитного инжектора с последующей рекомбинацией с неполяризованными носителями. Рекомбинация сопровождается испусканием циркулярно поляризованного света, степень поляризации которого определяется намагниченностью инжектора и может управляться с помощью внешнего магнитного поля. В настоящее время одна из главных задач – сохранение высокой степени поляризации при высокой интенсивности излучения в широком диапазоне температур, включая комнатную. Для получения высокой степени поляризации были разработаны особые типы инжекторов с туннельным слоем диэлектрика MgO [2]. Вопрос о высокой интенсивности излучения часто остается без внимания, хотя для большинства типов активных областей, используемых в ССИД, температурное гашение из-за термического выброса носителей оказывает значительное влияние на люминесценцию при комнатной температуре.

Эксперимент

Для исследования температурного гашения люминесценции в КЯ была изготовлена серия структур с различной конфигурацией квантовой ямы и барьеров. Структуры были сформированы методом МОС-гидридной эпитаксии при давлении 100 мбар и температуре 650°C. На полуизолирующей подложке GaAs были выращены буферный слой $Al_xGa_{1-x}As$ толщиной 500 нм, легированный акцепторной примесью, квантовая яма InGaAs (ширина – 11 нм, содержание In – 22%) и спейсер $Al_xGa_{1-x}As$ толщиной 100 нм. Варьируемым параметром являлся x – содержание Al в твердом растворе AlGaAs, который является барьером для носителей в квантовой яме (структуры 1 - 3 в Таблице 1). Также были изготовлены структуры со ступенчатой КЯ – GaAs(10 нм)/InGaAs(11 нм)/GaAs(10 нм) в матрице $Al_xGa_{1-x}As$ (структуры 4 и 5). Контрольной

структурой в исследованиях являлась структура с КЯ InGaAs в матрице GaAs (структура T).

Таблица 1. Параметры выращенных структур.

№ структуры	КЯ	Барьер
1	InGaAs	$Al_{0,1}GaAs$
2	InGaAs	$Al_{0,2}GaAs$
3	InGaAs	$Al_{0,3}GaAs$
4	GaAs/InGaAs	$Al_{0,1}GaAs$
5	GaAs/InGaAs	$Al_{0,2}GaAs$
T	InGaAs	GaAs

На основе выращенных структур были изготовлены ССИД, для которых проводились исследования зависимости циркулярной поляризации электролюминесценции от магнитного поля при температуре от 10 до 300 К. Магнитное поле было приложено перпендикулярно плоскости структуры и изменялось в пределах до 200 мТл. Степень циркулярной поляризации P определялась как:

$$P = (I_+ - I_-) / (I_+ + I_-) \quad (1),$$

где I_+ и I_- – интенсивности σ^+ - и σ^- -циркулярно-поляризованных компонент ЭЛ, измеренные в максимуме спектральной линии, соответствующей излучательным переходам в КЯ.

Результаты и обсуждение

Результаты измерений фотолюминесценции структур при комнатной температуре показаны на рис. 1.

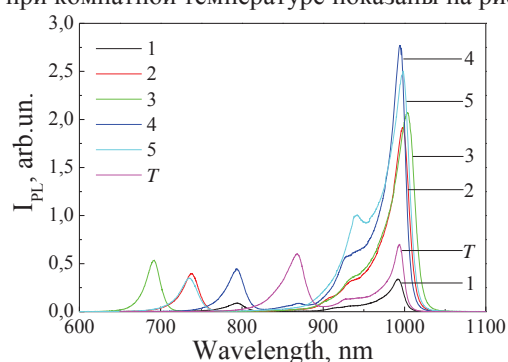


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции при 300 К

Более высокую интенсивность люминесценции относительно контрольной структуры демонстрируют структуры с высокими барьерами для носителей в КЯ (рис. 1, кривые 2 - 5). Исключением является структура 1, в которой незначительное увеличение барьера ($x = 10\%$) полностью перекрывается эффектом гашения люминесценции из-за центров безызлучательной рекомбинации на гетерогранице InGaAs/AlGaAs. Последнее также обуславливает более высокую интенсивность люминесценции структур со ступенчатой КЯ 4 и 5 относительно структур 1 и 2 соответственно, несмотря на одинаковую высоту барьеров AlGaAs.

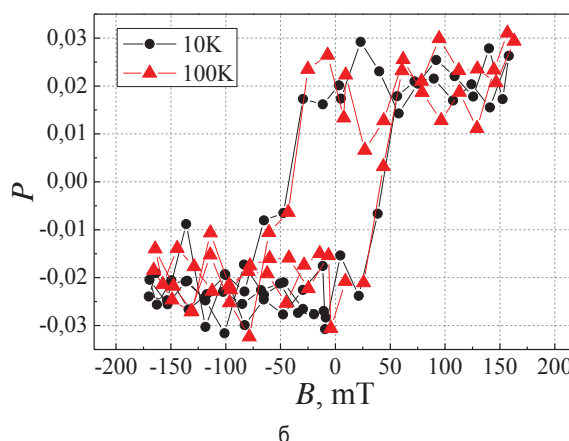
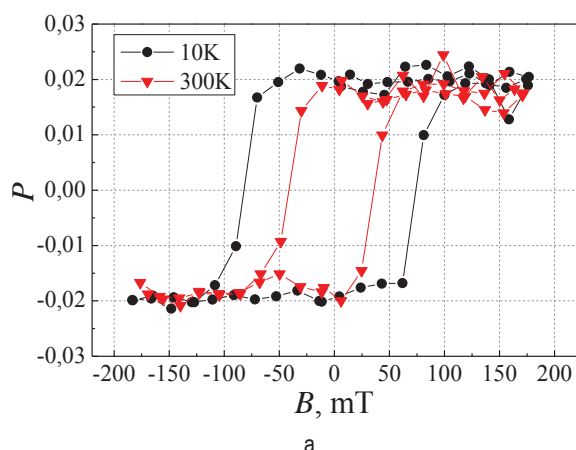


Рис. 2. Степень циркулярной поляризации электролюминесценции диодов: а) со ступенчатой КЯ InGaAs/GaAs в матрице Al_{0,22}GaAs, б) с КЯ InGaAs в матрице GaAs

На основе полученных результатов были изготовлены спиновые светодиоды с ферромагнитным инжектором CoPt. В качестве активной области выступает ступенчатая КЯ InGaAs/GaAs, содержание Al в барьерных слоях $x = 22\%$. Толщина покровного слоя составила 20 нм, включая 10 нм Al_{0,22}GaAs и 10 нм GaAs. Инжектор CoPt создавался методом электронно-лучевого послойного осаждения атомов Co и Pt при температуре 200°C [3]. Подобного рода пленки имеют высокую остаточную намагниченность. Для повышения эффективности инжекции поляризованных носителей из ферромагнетика в полупроводник на поверхность GaAs до нанесения пленки CoPt был нанесен туннельно-тонкий слой Al₂O₃ [4].

Исследования электролюминесценции показали, что светодиоды с ферромагнитным инжектором CoPt демонстрируют ненулевую степень поляризации электролюминесценции вплоть до комнатной температуры (рис. 2а). В пределах погрешности не было выявлено снижения степени поляризации при нагреве образцов в диапазоне температур от 10 К до 100 К для контрольной структуры и до 300 К для исследуемой. Контрольным образцом для описанных диодов стала структура с КЯ InGaAs в матрице GaAs с толщиной покровного слоя 20 нм. Диоды такой конструкции с ферромагнитным инжектором CoPt имеют относительно невысокую интен-

сивность ЭЛ, что повышает погрешность измерений степени поляризации (рис. 2б). Исследования фотолюминесценции структур при температуре 77 К показали, что наибольшей интенсивностью обладает контрольная структура InGaAs/GaAs, а интенсивности ФЛ структур со ступенчатой ямой InGaAs/GaAs/AlGaAs - ниже. Подобные результаты связаны с тем, что термический выброс не влияет на интенсивность люминесценции при температуре жидкого азота. Поэтому на первое место выходит качество изготавливаемой структуры, а именно, качество гетерограниц квантовая яма/барьер. Как следствие, для ССИД необходимо использовать КЯ с высокими барьерами и как можно более совершенными гетерограницами.

сивность ЭЛ, что повышает погрешность измерений степени поляризации (рис. 2б).

Диоды со ступенчатой ямой InGaAs/GaAs в матрице AlGaAs продемонстрировали устойчивую электролюминесценцию при комнатной температуре. Вследствие чего, степень поляризации ЭЛ исследуемых диодов имеет существенно меньший разброс значений по сравнению с контрольной структурой. Достигнутая средняя степень поляризации ЭЛ составила 2 %.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№16-07-01102_a).

Литература

1. M. Holub, P. Bhattacharya 2007 J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, R179–R203.
2. G. Salis, R. Wang, X. Jiang et al. 2005 Appl. Phys. Lett. **87**, 262503.
3. A. V. Zdrovevshchev, M. V. Dorokhin, P. B. Demina et al. 2015 Semiconductors **49**, 1601.
4. A. I. Bobrov, Yu. A. Danilov, M. V. Dorokhin et al. 2015 J. Synch. Investig. **9**, 706.

Магнитные наноконпозиты на основе оксидов с высоким содержанием кислородных вакансий. Структурные и транспортные свойства, эффекты резистивного переключения

В.В. Рыльков^{1,4,*}, С.Н. Николаев¹, В.А. Демин¹, А.В. Емельянов¹, К.Ю. Черноглазов¹, В.А. Леванов^{1,2}, А.Л. Васильев¹, М.Ю. Пресняков¹, А.В. Ситников³, А.С. Веденев⁴, Ю.Е. Калинин³, В.В. Тугушев¹, А.Б. Грановский²

1 Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, 123182.

2 Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

3 Воронежский Государственный еехнический университет, Воронеж, 394026.

4 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190.

*vrylkov@mail.ru

Изучены структурные, транспортные и мемристивные свойства магнитных наноконпозитов $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{Al}_2\text{O}_{3-y})_{100-x}$, $(\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2)_x(\text{Al}_2\text{O}_{3-y})_{100-x}$ и $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_{3-y})_{100-x}$ с содержанием ферромагнитного сплава от 6 до 60 at.%. Наноконпозиты (НК) синтезированы ионно-лучевым распылением составных мишеней на ситалловых подложках при комнатной температуре (КТ). Установлено, что вблизи перехода металл-изолятор ($49 < x < 57$ at.%) температурная зависимость проводимости НК в диапазоне $T \approx 15-300$ К хорошо описывается логарифмическим законом $\sigma(T) \propto -\ln T$, отвечающим сильной туннельной связи между гранулами. В этих условиях обнаружены проявления туннельного аномального эффекта Холла, обусловленного спин-орбитальным рассеянием электронов. Установлено, что НК типа $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_{3-y})_{100-x}$ обладают при КТ мемристивными свойствами, которые проявляются в сильном переключении их сопротивления ($R_{\text{off}}/R_{\text{on}} \sim 50$) при изменении электрического поля. Число переключений превышает 10^5 раз.

В последнее время в развитии информационных технологий активизировались работы по разработке адаптивных электронных систем, моделирующих важные функции человеческого мозга такие, как распознавание образов и естественного языка, способных к обучению и т.д. [1-3]. Толчком к развитию био-подобных процессоров послужило обнаружение мемристивных (запоминающих) свойств наноструктур металл-оксид-металл (МОМ) на основе TiO_{2-x} с вакансиями кислорода [2], за счет движения которых в сильном электрическом поле оказывается возможным непрерывно и обратимо изменять электрическое сопротивление структуры. Тем самым удается моделировать действие синапса (соединения) в нейроморфной сети, являющегося ключевым элементом в построении обучающихся систем [1-3]. Недостатком МОМ структур является деградация их мемристивных свойств в процессе записи/стирания информации вследствие случайного характера перехода в проводящее состояние, изменяющегося со временем.

Нами обнаружено [4], что высокая устойчивость к резистивным переключениям может быть достигнута в структурах М/НК/М на основе металл-диэлектрического наноконпозита (НК) с высоким содержанием вакансий О. Оказалось также, что данный тип НК обладает необычными транспортными свойствами из-за сильной туннельной межгранульной связи, обуславливающей проявление логарифмического закона в проводимости и туннельного аномального эффекта Холла (АЭХ).

Планарные образцы НК и структуры М/НК/М в вертикальной геометрии были синтезированы методом ионно-лучевого распыления составной мишени специальной конструкции, позволяющей в едином цикле формировать НК различного состава $x = 6 - 60$ at. % [5]. Транспортные свойства НК в омическом режиме были исследованы в диапазоне $T = 5-300$ К в магнитных полях до 1.5 Тл. Исследования мемристивных свойств структур М/НК/М были выполнены с помощью измерительного комплекса NI PXI-4130 и аналитической зондовой станции PM5 в полях до 10^4 В/см.

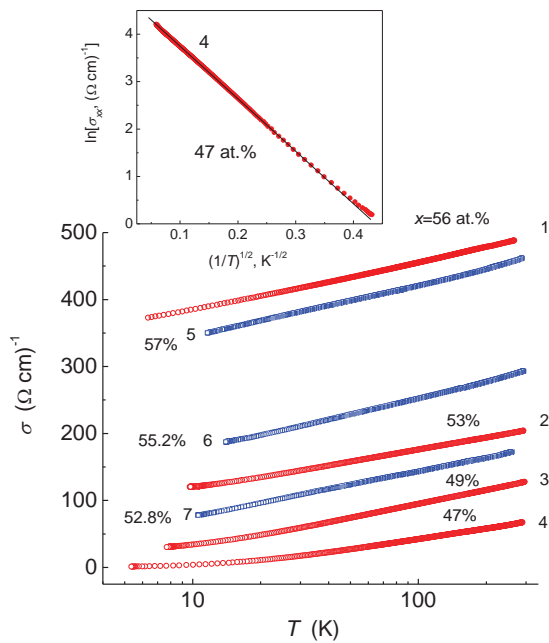


Рис. 1. Температурные зависимости проводимости $\sigma(T)$ для НК $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{Al}_2\text{O}_{3-y})_{100-x}$ (кривые 1-4) и $(\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2)_x(\text{Al}_2\text{O}_{3-y})_{100-x}$ (кривые 5-7) при различных x . На вставке – $\sigma(T)$ для образца $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{Al}_2\text{O}_{3-y})_{100-x}$ с $x = 47$ ат. % в координатах $\ln \sigma - (1/T)^{1/2}$

На рис. 1 показаны температурные зависимости проводимости НК $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{Al}_2\text{O}_{3-y})_{100-x}$ и $(\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2)_x(\text{Al}_2\text{O}_{3-y})_{100-x}$ с содержанием ферромагнитного сплава вблизи перехода металл-изолятор (ПМИ) ($57 > x > 47$ ат. %). При $x > 49$ ат. % проводимость данных НК хорошо описывается законом $\sigma(T) = a + b \cdot \ln T$, объясняемым особенностями кулоновского взаимодействия в наногранулированных системах с металлической проводимостью вблизи ПМИ [6]. Показано, что параметр b определяется радиусом корреляции перколяционного кластера, который в обоих типах НК оказался одинаковым (≈ 27 нм), существенно превышающем размер гранул 2-4 нм.

Впервые в условиях логарифмической зависимости проводимости изучено поведение сопротивления АЭХ R_{AHE} от продольного сопротивления R . Обнаружен необычный скейлинг: $R_{\text{AHE}} \propto R^m$, где параметр $m = (0.4-0.6)$ получен при изменении температуры и $m = (0.2-0.24)$ - при изменении содержания металла x . Обнаруженные особенности скейлинга связываются с проявлением туннельного АЭХ, обусловленного спин-орбитальным рассеянием электронов на примесях при их межгранульном туннелировании [7].

Обнаружен яркий мемристивный эффект (МЭ) в $\text{M}/(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_{3-y})_{100-x}/\text{M}$ структурах на основе [4] (рис. 2.). МЭ проявлялся в резистивном переключении структуры и хранении возникающих со-

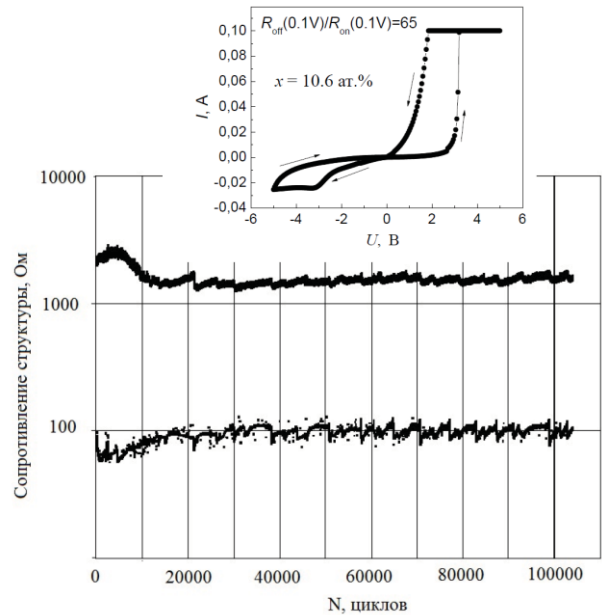


Рис. 2. Зависимость электрического сопротивления структуры $\text{M}/(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_{3-y})_{100-x}/\text{M}$ от числа циклов записи/стирания. На вставке - ВАХ структуры с содержанием ферромагнитного сплава $x \approx 10.6$ ат. %

стояний, достигал максимальной величины ниже порога перколяции при $x \approx 10$ ат. %. Отношение высокоомного к низкоомному состоянию достигало $R_{\text{off}}/R_{\text{on}} \approx 65$, а число циклов переключения без деградации превышало $N_{\text{max}} \approx 10^5$ раз. Эти значения сравнимы с теми, что достигнуты в случае мемристоров на основе HfO_2 , в которых, однако, отношение сопротивлений на порядок меньше: $R_{\text{off}}/R_{\text{on}} \sim 6$. Высокие N_{max} объясняются тем, что переход в НК в проводящее состояние определяется перколяционной цепочкой, заданной положением и содержанием наногранул металла.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 16-19-10233.

Литература

1. S.D. Ha, S. Ramanathan // J. Appl. Phys, V. 110, 071101 (2011).
2. M. Prezioso et al. // Nature, V. 521, 61 (2015).
3. A.V. Emelyanov, D.A. Lapkin, V.A. Demin et al. // AIP Advances, V. 6, 111301 (2016).
4. В.А. Леванов, А.В. Емельянов, В.А. Демин и др. // РЭ, 2017 (принята к печати).
5. Ю.Е. Калинин, А.Н. Ремизов, А.В. Ситников // ФТТ, Т. 46, 2076 (2004).
6. I.S. Beloborodov, A.V. Lopatin, V.M. Vinokur, K.B. Efetov // Rev. Mod. Phys., V. 79, 469 (2007).
7. A.V. Vedyayev, N.V. Ryzhanova, N. Strelkov, B. Dieny // Phys. Rev. Lett. V. 110, 247204 (2013).

Управление спектром магнитоэлектрических волн в индуцированном деформациями магнито-кристаллическом микроволноводе

А.В. Садовников^{1,2,*}, А.А. Грачев¹, Е.Н. Бегинин¹, Ю.П. Шараевский¹, А.А. Сердобинцев³, Д.М. Митин³, 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.

3 Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

*sadovnikovav@gmail.com

С помощью микромагнитного моделирования и радиофизических измерений исследована динамика спиновых волн, распространяющихся в магнитном кристалле с пьезоэлектрическим слоем. Показано, что с использованием локальных управляемых деформаций становится возможным контролировать свойства спин-волнового транспорта.

Введение

Развитие идей магноники [1,2], направленных на исследование процессов переноса магнитного момента или спина электрона вместо переноса заряда, открывает новые возможности применения спиновых волн для построения элементной базы приборов обработки, передачи и хранения информации в микроволновом и терагерцевом диапазоне на новых физических принципах [1-3]. Тонкие плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ) демонстрируют значительно меньшие значения затухания спиновых волн (СВ) по сравнению с металлическими магнитными плёнками. Длина распространения СВ в магнитных ЖИГ микроволноводах и магнитных кристаллах (МК) составляет величину порядка единиц миллиметров при комнатной температуре [4,5]. Таким образом, использование тонких ЖИГ микроструктур открывает альтернативу для обработки сигналов с помощью спиновых волн, на основе магнитных сетей. Управление перестройкой частоты с помощью магнитного поля для устройств магноники происходит медленно и требует большого расхода энергии. В отличие от этого, электрическая настройка гораздо быстрее. Возможность перестройки электрическим полем ЖИГ-пьезоэлектрических СВЧ устройств [6] позволяет разрабатывать магнитные волноводы с управляемой деформацией. Электрическое поле вызывает деформацию слоя пьезоэлектрика вследствие обратного пьезоэффекта. Деформация

передается ЖИГ плёнке, которая механически связана с пьезоэлектрическим слоем. Из-за обратного эффекта магнитоэлектрики (эффект Виллари) в ЖИГ плёнке изменяется внутреннее магнитное поле.

Основная часть

В данной работе с помощью микромагнитного моделирования и радиофизических измерений исследована динамика спиновых волн, распространяющихся в магнитном кристалле с пьезоэлектрическим слоем.

На рисунке 1 схематически показана рассматриваемая структура, состоящая из гофрированного магнитного кристалла, полученного с помощью метода

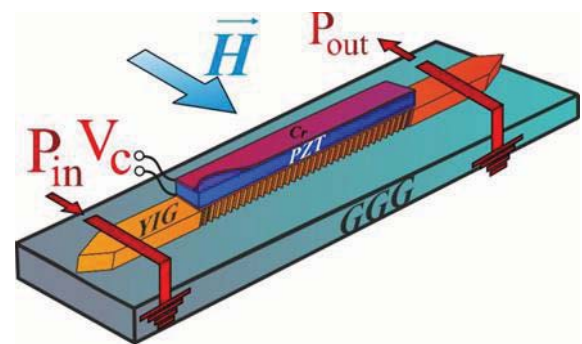


Рис. 1. Схематическое изображение управляемого магнитного кристалла

лазерной резки из плёнки ЖИГ, толщиной 7.7 мкм, находящейся на подложке из галлий-гадолиниевого граната. На магнитном кристалле расположен пьезоэлектрический слой цирконата-титаната свинца.

Структура помещена в однородное статическое магнитное поле $H=1200$ Э, направленного вдоль короткой оси магнетонного кристалла для эффективного возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ). На поверхности пьезоэлектрического слоя (на стороне, где происходит связь с ЖИГ плёнкой) напылены электроды из хрома, толщиной 50 нм, с помощью метода лазерной резки на данной стороне сформирована система «встречные штыри» для улучшения взаимодействия с магнетонным кристаллом. На верхней части пьезоэлектрического слоя нанесены электроды из хрома, толщиной 250 нм.

С помощью СВЧ-векторного анализатора цепей и метода Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света (БРС) (путем сканирования зондирующего светового пятна на поверхности магнетонного кристалла) показано, что электрическое поле влечёт за собой образование запрещенной зоны при распространении СВ. Для выяснения причины формирования наблюдаемой запрещенной зоны, было произведено численное исследование методом микромагнитного моделирования управляемого магнетонного кристалла.

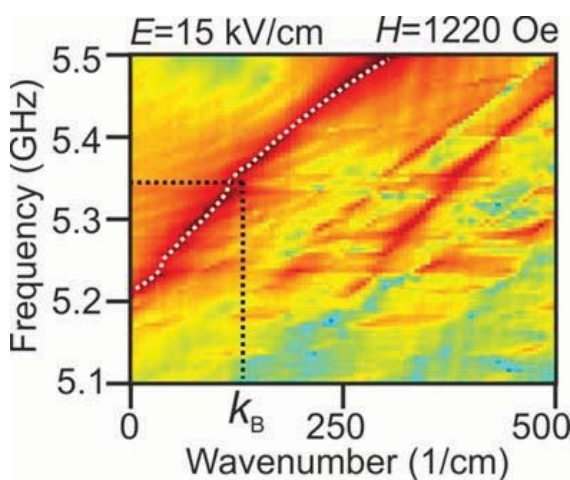


Рис. 2. Дисперсия СВ, измеренная с помощью векторного анализатора цепей (белая пунктирная линия) и карта, рассчитанная методом микромагнитного моделирования

На рисунке 2 показано, дисперсионная характеристика волны, распространяющейся в магнетонном кристалле, в случае, когда к пьезоэлектрическому слою прикладывалось внешнее электрическое поле ($E = 15$ кВ / см). В экспериментальном и численном эксперименте получено, что частота центра запрещенной зоны $f = 5.348$ ГГц, что соответствует Брэгговскому волновому числу $k_B = 125$ см⁻¹. Таким образом, показано двойное управление (электрическим и магнитным полями) в слоистой структуре. Перестройка магнитным полем может быть выполнена путем смещения величины внешнего магнитного поля, в то время как перестройка электрическим полем возможна благодаря изменению свойств пьезоэлектрического слоя, путем вариации приложенного электрического поля.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 16-37-60093, 16-29-14021, 16-37-00217).

Литература

1. Nikitov S A, et.al., Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics, Phys. Usp. 58 (10) (2015).
2. Demidov V.E., et.al., Spin-current nano-oscillator based on nonlocal spin injection // Sci. Rep. 5, 8578 (2015).
3. A. V. Chumak, et.al., Magnon spintronics, Nature Physics 11, 453–461 (2015).
4. Chumak, A. V., et.al., A current-controlled, dynamic magnonic crystal. J. Phys. D 42, 205005 (2009).
5. Vogel, M. et al. Optically-reconfigurable magnetic materials, Nature Phys. 11, 487–491 (2015).
6. Fetisov, Y. K. and Srinivasan, G. Electric field tuning characteristics of a ferrite-piezoelectric microwave resonator, Applied Physics Letters 88, 143503 2006.

Ферромагнитный резонанс в наноструктурированных магнитных пленках на поверхности коллоидного кристалла

М.В. Сапожников^{1*}, Л.И. Бударин², Е.С. Демидов³, Б.Б. Троицкий⁴

1 Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики Российской академии наук, Нижний Новгород.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

4 Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук, Нижний Новгород.

*msap@ipmras.ru

Наноструктурированные пленки кобальта и пермаллоя изготовлены методом магнетронного напыления металлов на поверхность коллоидного кристалла ПММА (полиметилметакрилата). Исследованы свойства ферромагнитного резонанса образцов в зависимости от их геометрии. Обнаружено, что число возбуждаемых спин-волновых мод возрастает как с увеличением периода коллоидного кристалла (120-340 нм), так и с увеличением толщины ферромагнитной пленки. Методами микромагнитного моделирования была исследована структура наблюдаемых резонансных мод.

Поверхность трехмерного коллоидного кристалла образованного наночастицами полиметилметакрилата использовалась в качестве подложки для напыления ферромагнитных пленок кобальта и пермаллоя (Pу). Частицы образующие кристалл монодисперсны и имеют диаметр 120-400 нм для разных образцов. При магнетронном напылении пленки металла на поверхность кристалла образуется упорядоченная плотная гексагональная решетка магнитных нанополусфер, период которой задается периодом коллоидного кристалла. Была изготовлена серия образцов с толщиной магнитного слоя в пределах 20-90 нм (Рис. 1а). В силу того что

площадь полусферы в два раза больше чем площадь круга на который она опирается, реальная толщина пленки в среднем в два раза меньше её эффективной толщины соответствующей толщины плоской пленки полученной в том же процессе.

Измерения спектров ФМР проводились с использованием ЭПР-спектрометра Bruker EMXPlus-10/12 методом сканирования по магнитному полю (диапазон магнитного поля 0 - 1,5 Тл) при фиксированной частоте внешнего СВЧ поля (~9,7 ГГц). Измерения проводились при различных ориентациях внешнего магнитного поля относительно нормали к образцу.

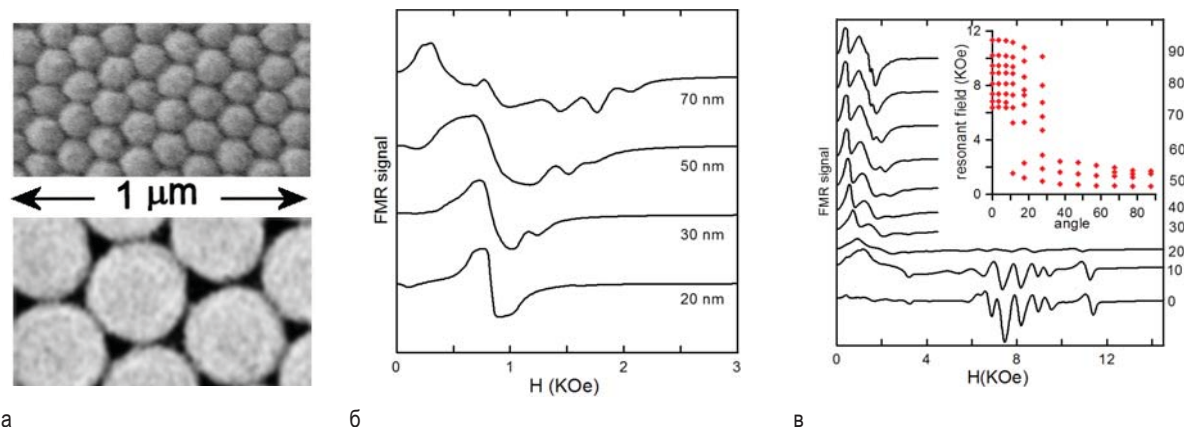


Рис. 1. а). изображение 30 нм пленки Со на поверхности коллоидного кристалла ПММА с размером частиц 120 и 340 нм соответственно. б) Спектры ФМР наноструктурированных пленок кобальта разной толщины в продольном поле, период коллоидного кристалла 340 нм в) ФМР спектры пленки пермаллоя (толщина 70 нм) на поверхности коллоидного кристалла (период 340 нм) для разных углов ориентации поля. На вставке - положение резонансных пиков в зависимости от угла ориентации поля

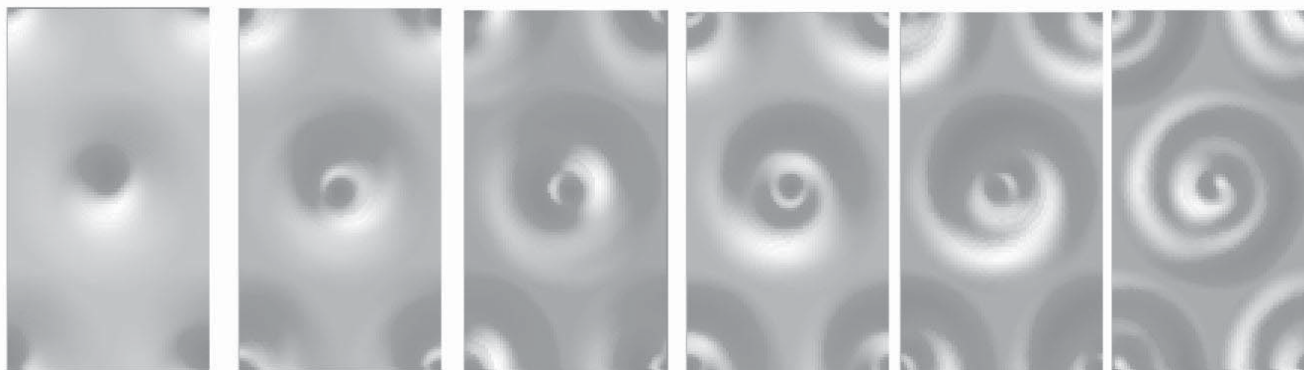


Рис. 2. Структура мод ферромагнитного резонанса в перпендикулярном поле в магнитных нанополусферах NiFe в полях 10.96, 8.91, 8.34, 7.62, 7.07 и 6.47КЭ соответственно при эффективной толщине пленки 60 нм. На рисунке приведено мгновенное значение величины отклонения z-компоненты намагниченности от равновесного значения. Структура совершает один оборот по часовой стрелке за период колебания

При этом были получены следующие основные результаты:

- Как плоские контрольные пленки Co и Ru толщиной 20-90 нм, так и структурированные пленки толщиной 20 нм демонстрировали единственный резонансный пик в спектре.
- Число резонансных пиков возрастает при увеличении толщины пленки до 70 нм (Рис. 1б).
- Дальнейшее увеличение толщины пленки (до 90 нм) приводит к уменьшению числа резонансов.
- Количество резонансных пиков также увеличивается с увеличением диаметра коллоидных частиц.

Характерный вид спектров ФМР представлен на Рис. 1в. Развитая структура поверхности наноструктурированных пленок делает возможным возбуждение неоднородных спин-волновых резонансов в системе. Для понимания того, какие именно моды могут возбуждаться в исследуемой системе нами было проведено соответствующее микромагнитное численное моделирование на основе решения системы уравнений Ландау-Лифшица в переменном магнитном поле с использованием открытого пакета OOMMF. При моделировании были использованы материальные параметры характерные для пермаллоя ($M_s=8.6 \cdot 10^5$ А/м, $A=1.3 \cdot 10^{-12}$

А/м). Рассчитанные спектры и их зависимость от геометрии системы качественно совпадают с экспериментальными данными. Количественные расхождения, видимо, связаны с расхождениями реальных и используемых при моделировании значений материальных параметров. На Рис.2 представлена структура возбуждаемых резонансных мод для решетки нанополусфер пермаллоя при толщине, когда число возбуждаемых мод максимально. По мере уменьшения внешнего постоянного поля начинают возбуждаться моды имеющие все более развитую радиальную структуру. Интересным является тот факт, что в отличие от мод резонанса в плоских дисках они имеют спиральную структуру [1]. По мере уменьшения толщины ферромагнитной пленки число возбуждаемых мод убывает. в спектре толщина пленки с эффективной толщиной 20 нм остается лишь три резонанса с модами соответствующими первым трем модам пленки с эффективной толщиной 60 нм.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ.

Литература

1. S.V. Nedukh, S.I. Tarapov, D.P. Belozorov, A.A. Kharchenko, V.O. Golub, I.V. Kilimchuk, O.Y. Salyuk, E.V. Tartakovskaya, S.A. Bunyaev, and G.N. Kakazei, J.Appl. Phys **113**, 17B521 (2013).

Влияние деформаций на магнитосопротивление Pt/Ni(111)

В.К. Сахаров^{1,*}, Ю.В. Никулин^{1,2}, А.С. Джумалиев^{1,2}, А.В. Кожевников¹, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, С.Л. Высоцкий^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2,3}

1 Саратовский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019.

2 Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 Саратовский государственный технический университет им. Ю. А. Гагарина, ул. Политехническая, д. 77, Саратов, 410054.

*valentin@sakharov.info

Исследован эффект анизотропного магнитосопротивления (АМС) в пленках никеля на пьезоэлектрических подложках при деформациях растяжения и сжатия, возникающих при подаче электрического напряжения на подложку. Показана возможность магнитоупругого управления эффектом АМС за счет поворота лёгкой оси магнитной анизотропии для случая, когда её направление в недеформированной плёнке было вдоль оси растяжения. Обсуждаются особенности кривых АМС при переходе в область пластической деформации.

Введение

Соединения и композитные структуры, магнитным состоянием которых можно управлять посредством электрического поля, широко исследуются в связи с перспективностью их использования для создания энергонезависимой магнитной памяти, характеризующейся малым энергопотреблением на перезапись информации, устройств СВЧ-техники, датчиков и пр. [1,2]. К подобным магнитоэлектрическим структурам относятся и плёнки ферромагнетиков на пьезоэлектрических подложках, деформация которых при приложении электрического напряжения приводит к возникновению в плёнке магнито-стрикционных полей, переключающих её магнитное состояние. Целью данной работы являлось изучение влияния деформации сжатия и растяжения на эффект анизотропного магнитосопротивления (АМС) в пленках никеля (Ni) с текстурой (111) на пьезоэлектрической подложке.

Образцы и методика измерений

В качестве подложек использовались сборки пьезоэлектрических пластин из твёрдого раствора цирконата и титаната свинца ($\text{Pb}(\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$) марки Pst 150/2x3/5 [3]. Торцевая сторона подложки, вдоль которой происходит растяжение или сжатие при приложении напряжения, подвергалась полировке. Затем на эту поверхность наносился слой диоксида кремния толщиной около 350 нм, плёнка Ni с текстурой (111), толщиной 20 нм и защитный слой платины, толщиной 10 нм. Технология изготовления приводила к формированию в плёнке Ni одно-

осной магнитной анизотропии. На рисунке 1 представлена микрофотография полированной поверхности подложки, где видны границы пьезоэлектрических пластин в сборке, и для наглядности обозначены углы α , и ζ , образуемые с направлением этих границ внешним магнитным полем и лёгкой осью магнитной анизотропии в плёнке соответственно.

Измерения АМС проводились стандартным четырехзондовым методом при различных значениях приложенного к пьезоэлектрической подложке электрического напряжения U , определяющего степень растяжения или сжатия подложки. При этом для приводимых результатов направление электрического тока всегда было перпендикулярно границам раздела в сборке.

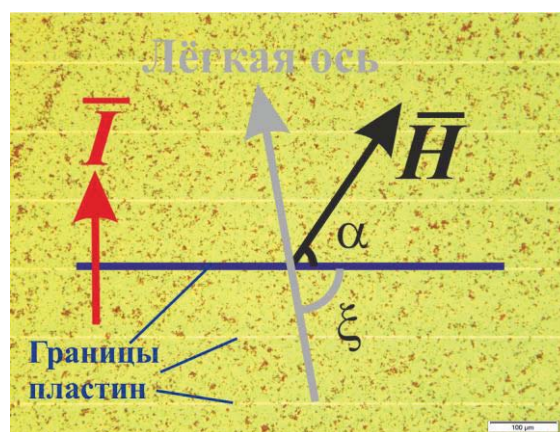


Рис. 1. Фотография полированной поверхности сборки, где видны границы пьезоэлектрических пластин и обозначены углы α , ζ , образуемые с этими границами внешним приложенным полем и лёгкой осью анизотропии

Результаты и обсуждение

Эффект АМС определяется зависимостью удельного сопротивления ферромагнетика ρ от угла между направлениями намагниченности \vec{M} и тока \vec{j} : $\rho(\varphi) \propto \cos^2 \varphi$. При отсутствии приложенного поля ($H=0$) и механических напряжений намагниченность направлена вдоль оси легкого намагничивания. Поэтому, исходя из вида кривых АМС для углов $\alpha=0$ и 90° , возможно определить ориентацию лёгкой оси в исследуемой плёнке.

В данной работе исследовались два образца. В одном из них за счёт технологии изготовления направление лёгкой оси магнитной анизотропии в отсутствие внешнего приложенного поля соответствовало $\zeta \approx 90^\circ$, во втором — $\zeta \approx 0^\circ$.

Рассмотрим случай, когда ζ близок к 90° при $U=0$. В этом случае при $\alpha=90^\circ$ эффект АМС минимален, так как разворот намагниченности при изменении магнитного поля оказывается малым, а при $\alpha=0^\circ$ — максимален, так как разворот намагниченности составляет почти 90° (рисунок 2а и б). Приложение напряжения $U < 0$ вызывало сжатие плёнки, что за счёт магнитострикции приводило к развороту лёгкой оси к положению $\zeta = 90^\circ$ и не вызывало существенных изменений в кривых АМС, измеренных для двух направлений подмагничивания. При $U > 0$ происходило растяжение плёнки Ni, которое кардинально меняло вид кривых: уменьшало эффект АМС при $\alpha=0^\circ$ и увеличивало его при $\alpha=90^\circ$ (рисунок 2а и б), что, в свою очередь, свидетельствует о повороте лёгкой оси к направлению $\zeta = 0^\circ$.

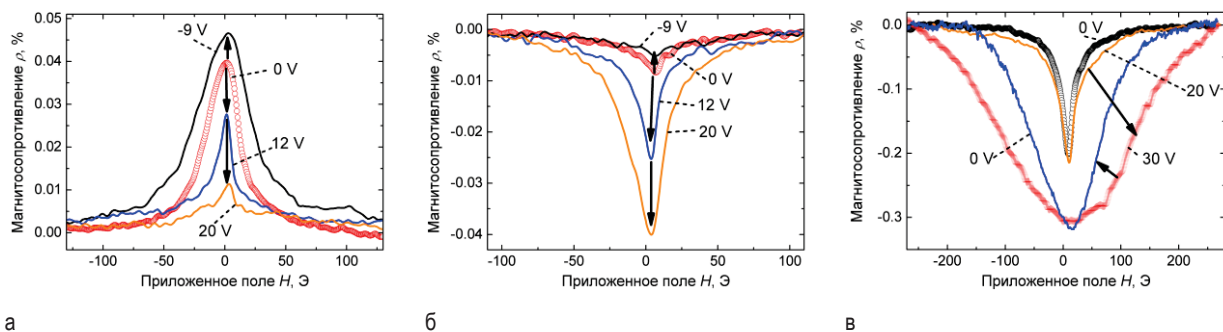


Рис. 2. Кривые АМС при $\xi \approx 90^\circ$, $\alpha = 0^\circ$ (а); при $\xi \approx 90^\circ$, $\alpha = 90^\circ$ (б); при $\xi \approx 0^\circ$, $\alpha = 90^\circ$ (в). Для каждой кривой обозначены напряжения, приложенные к подложке

При задании лёгкой оси анизотропии близко к направлению границ пьезоэлектрических пластин в сборке ($\zeta \approx 0^\circ$) за счёт технологии изготовления образца, характер изменения кривых АМС с ростом напряжения на сборке был иным (рисунок 2в). В этом случае при изменении U в тех пределах, в которых при $\zeta \approx 90^\circ$ происходил поворот лёгкой оси практически на 90° , величина АМС практически не изменялась. При больших U (> 20 В) происходил переход в область пластической деформации, что выражалась в увеличении диапазона изменения сопротивления с одновременным расширением кривой магнитосопротивления (рисунок 2в).

Таким образом, за счёт деформации плёнки никеля, вызываемой электрическим потенциалом, подаваемым на пьезоэлектрическую подложку, оказывается возможным управлять направлением лёгкой оси

магнитной анизотропии, и, следовательно, проводить подстройку кривых АМС к требуемому виду.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-29-14058; 16-07-01092; 16-37-60052).

Литература

1. M. Weiler, A. Brandlmaier, S. Geprags, et al. // New Journal of Physics. 2009. V. 11. 013021.
2. А.П.Пятков, А.К. Звездин. // УФН. 2012. Т. 182, №6, С. 593.
3. Piezomechanik GmbH, München, 2006, Low Voltage Co-Fired Multilayer Stacks, Rings and Chips for Actuation. (<http://www.piezomechanik.com/products/>)

Магнитостатические волны в субмикронных пленках железоиттриевого граната, полученных ионным распылением на подложках гадолиний галлиевого граната и кремния

В.К. Сахаров^{1,*}, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, А.И. Стогний³,
С.Л. Высоцкий^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2,4}

1 Саратовский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019.

2 Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 Научно-практический центр НАНБ по материаловедению, ул. П. Бровки, 19, Минск, Беларусь, 220072.

4 Саратовский государственный технический университет им. Ю. А. Гагарина, ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054.

*valentin@sakharov.info

Экспериментально исследованы особенности распространения магнитостатических волн (МСВ) с волновыми числами до 3.4×10^4 рад/см в касательно намагниченных субмикронных плёнках железоиттриевого граната (ЖИГ), полученных методом ионно-лучевого испарения на подложках гадолиний галлиевого граната (ГГГ) и кремния (Si), что предполагает выращивание буферных слоев. По сравнению с эпитаксиальными структурами ЖИГ/ГГГ, исследованные структуры ЖИГ/ГГГ и ЖИГ/Si имели намагниченность насыщения на 5-10% меньше, а ширину линии ферромагнитного резонанса, характеризующую потери спиновых волн, в 10-100 раз больше. Показано, что неоднородность параметров по толщине усиливает невзаимность распространения поверхностных МСВ (ПМСВ) и приводит к особенностям в дисперсии по сравнению со случаем свободной плёнки феррита. Обнаружено, что из-за высокого уровня потерь в структурах ЖИГ/Si влияние динамического размагничивания и нагрева образца СВЧ мощностью приводит, по сравнению с эпитаксиальными структурами ЖИГ/ГГГ, к качественным отличиям в характере влияния нелинейных процессов на распространение ПМСВ.

Введение

Перспектива интеграции устройств магноники с полупроводниковыми электронными компонентами стимулирует разработку технологии получения и изучение свойств плёнок железо-иттриевого граната (ЖИГ) методами отличными от жидкофазной эпитаксии (например, [1]). При этом в целях миниатюризации спин-волновых элементов оказывается необходимым переход к использованию магнитных плёнок субмикронной толщины и антенн с размерами поперечного сечения в единицы микрометров и менее [2]. В данной работе приводятся результаты исследования распространения магнитостатических волн (МСВ) в субмикронных плёнках ЖИГ, полученных ионно-лучевым испарением на подложках гадолиний галлиевого граната (ГГГ) и кремния (Si) [1].

Образцы и методика измерений

Исследовались плёнки ЖИГ/ГГГ толщиной $d \approx 650$ нм, ЖИГ/Si $d \approx 900$ нм, включая толщину (до 100 нм) буферного слоя ЖИГ. Для возбуждения и де-

тектирования МСВ использовались антенны, сформированные на поверхности образцов аналогично [2]. Зависимости амплитуды $|S_{21}|$ и набега фазы φ коэффициентов прохождения МСВ измерялись с помощью векторного анализатора цепей и СВЧ зондовой станции. Измерения проводились при продольной и перпендикулярной ориентациях внешнего магнитного поля относительно волнового вектора k МСВ, отвечающих, соответственно, возбуждению обратной объёмной МСВ (ООМСВ) и поверхностной МСВ (ПМСВ). Из частотной зависимости набега фазы МСВ рассчитывались дисперсионные кривые согласно соотношению [3]: $k = \varphi/L$.

Результаты

В образце ЖИГ/ГГГ наблюдалось прохождение ООМСВ в виде 3-4 зон, образование которых обусловлено селективными свойствами используемых антенн (рисунок 1а). При этом удалось зафиксировать ООМСВ с $k \approx 3.4 \times 10^4$ рад/см. Полученные дисперсионные характеристики хорошо согласовыва-

лись с теоретическими кривыми, рассчитанными для однослойной ферритовой плёнки с учётом обменного взаимодействия. Для образца ЖИГ/Si прохождение ООМСВ наблюдалось практически на уровне наводки вследствие существенно большей неоднородности плёнки по толщине. ПМСВ в обеих исследуемых структурах характеризовалось существенной невзаимностью распространения, составляющей $|S_{12}| - |S_{21}| \approx 15$ дБ для ЖИГ/ГГГ и ~ 20 дБ — для ЖИГ/Si (рисунок 1б, в). При этом дисперсионные характеристики лежали между теоре-

тическими кривыми для свободной плёнки феррита и плёнки, металлизированной с одной стороны. Использование модели двуслойной структуры, учитывающей межслойное обменное взаимодействие, закрепление спинов на границах буферного слоя, а также затухание МСВ, показывает возможность достижения существенной невзаимности потерь на прохождение, сопоставимой с наблюдаемой в эксперименте, а также изменение наклона дисперсионных характеристик ближе к экспериментальному.

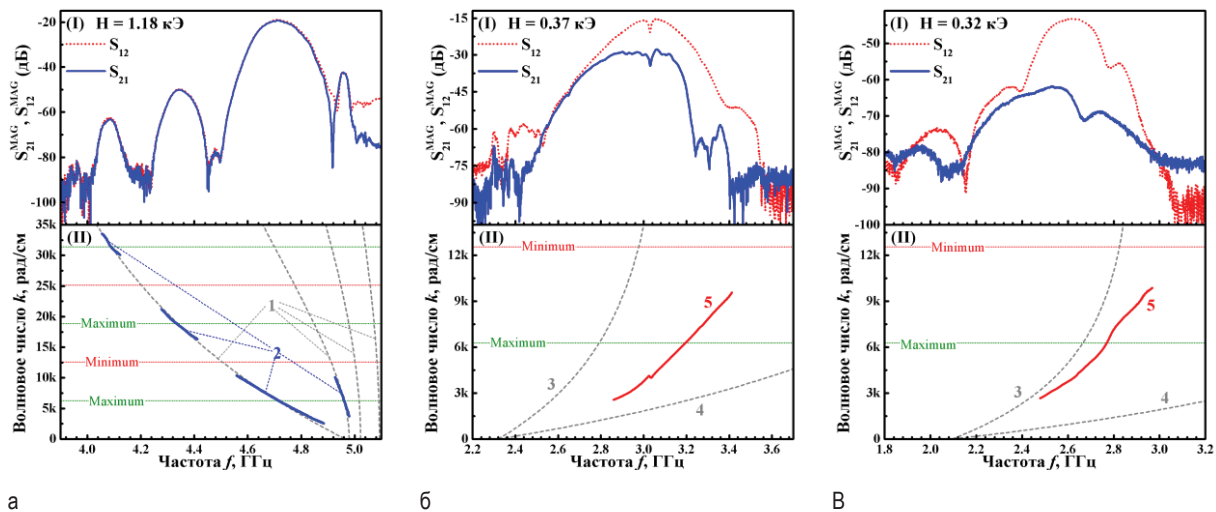


Рис. 1. Амплитудно-частотные (I) и дисперсионные (II) характеристики плёнок ЖИГ на ГГГ (а, б) и кремнии (в) для геометрии ООМСВ (а) и ПМСВ (б, в). Кривые 1 – теоретические моды дисперсионной характеристики ООМСВ с учётом обменного взаимодействия; 2 – экспериментальные дисперсионные кривые ООМСВ; 3 – теоретическая дисперсия ПМСВ для свободной плёнки феррита; 4 – теоретическая дисперсия ПМСВ для плёнки феррита, граничащей с одной стороны с металлом; 5 – экспериментальная дисперсионная характеристика ПМСВ. Горизонтальные прямые, обозначенные "Maximum" и "Minimum", соответствуют волновым числам с максимальной и минимальной эффективностью возбуждения используемых копланарных антенн

Обнаружено, что вид зависимости мощности выходного сигнала ПМСВ (P_{out}) от уровня падающей мощности (P_{in}), измеренной на фиксированной частоте f , определяется её положением относительно частоты f_{max} , соответствующей максимуму прохождения ПМСВ в спектре передачи макета. Для частот $f > f_{max}$ зависимость $P_{out}(P_{in})$ монотонно спадает с ростом мощности, а на частотах $f < f_{max}$ — имеет максимум, что качественно отлично от вида зависимостей $P_{out}(P_{in})$ в эпитаксиальных пленках ЖИГ/ГГГ. Данная особенность вызвана высоким порогом параметрической неустойчивости в структурах ЖИГ/Si, на два порядка большим его значений в эпитаксиальных плёнках ЖИГ/ГГГ. В следствие этого, характер зависимости $P_{out}(P_{in})$ подвержен влиянию сдвига спектра ПМСВ «вниз» по частоте, обусловленного эффектами динамического размагничивания и термического нагрева пленки

СВЧ мощностью волны. По этой причине при определении порога параметрической неустойчивости спиновых в пленка ЖИГ/Si нужно учитывать указанные эффекты.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-57-00135; 16-07-01092; 16-29-14058; 16-02-01073).

Литература

1. A.I. Stognij, L.V. Lutsev, V.E. Bursian, N.N. Novitskii. // J. Appl. Phys., V. 118, 023905 (2015).
2. Y.V. Khivintsev, Y.A. Filimonov, S.A. Nikitov. // Appl. Phys. Let. V. 106. 052407 (2015).
3. W. Schilz, Philips Res. Reports V. 28, 50 (1973).

Ферромагнитный резонанс в системе магнитных пленок с различными температурами Кюри

Е.В. Скороходов¹, Е.С. Демидов², С.Н. Вдовичев¹, А.А. Фраерман¹

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

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 607680, Россия
*evgeny@ipmras.ru

Методом ферромагнитного резонанса в интервале температур 77-300 К исследована серия многослойных структур $Ni_{80}Fe_{20}/Ni_{65}Cu_{35}/Co_{60}Fe_{40}$ с толщинами прослойки $Ni_{65}Cu_{35}$ в диапазоне 6-22 нм. Обнаружено, что при толщинах $Ni_{65}Cu_{35}$ менее 15 нм взаимодействие между пленками $Ni_{80}Fe_{20}$ и $Co_{60}Fe_{40}$ носит ферромагнитный характер; для толщины 21 нм в зависимости от температуры может реализовываться как ферромагнитное, так и антиферромагнитное взаимодействие.

Введение

В настоящее время вызывают значительный интерес многослойные пленки, состоящие из ферромагнетиков с различными температурами Кюри. Внимание к таким структурам обусловлено возможностью создания на их основе микрогенераторов СВЧ-излучения, элементов для термоассистируемой магнитной памяти [1]. В работе [2] было также показано, что в системах, состоящей из двух "сильных" ферромагнетиков (F), разделенных прослойкой "слабого" ферромагнетика (f) можно добиться больших значений эффективности магнитного охлаждения. Величина магнитокалорического эффекта в таких системах зависит от характера обменного взаимодействия между сильными ферромагнетиками через слабый ферромагнетик. В настоящей работе исследовались особенности поглощения СВЧ-излучения в системе, где в качестве "сильных" ферромагнетиков были выбраны пленки $Co_{60}Fe_{40}$ (11 нм) и $Ni_{80}Fe_{20}$ (8 нм). В качестве слабого ферромагнетика был выбран твердый раствор $Ni_{65}Cu_{35}$ с температурой Кюри $T_c \sim 250$ К [3,4].

Результаты и обсуждение

Многослойные тонкопленочные структуры $Ni_{80}Fe_{20}(11 \text{ нм})/Ni_{65}Cu_{35}(d \text{ нм})/Co_{60}Fe_{40}(8 \text{ нм})$ с различной толщиной прослойки "слабого" ферромагнетика ($d = 7, 14, 21$ нм) были изготовлены методом магнетронного напыления. Получение спектров ферромагнитного резонанса изготовленных пленок проводилось при помощи ЭПР - спектрометра (Bruker EMX 10/12) в диапазоне температур 77К - 300 К, рабочая частота спектрометра 9,8 ГГц, доступный диапазон постоянного магнитного поля 0 -

15000 Э. На рис. 1а и 1б представлены зависимости СВЧ - поглощения от внешнего магнитного поля при комнатной температуре для структур с толщиной прослойки $Ni_{65}Cu_{35}$ $d = 7$ нм и $d = 21$ нм соответственно. Положения наблюдающихся резонансов близки к резонансным полям изолированных пленок NiFe ($H_{рез} \approx 1000$ Э) и CoFe ($H_{рез} \approx 550$ Э). Однако интенсивности пиков существенно зависят от толщины прослойки "слабого" ферромагнетика. Если для тонкой (7 нм) прослойки (рис.1а) более интенсивным является пик, соответствующий большему значению поля (высокополевой пик), то для прослойки толщиной 21 нм (рис.1б) более интенсивным является пик, соответствующий меньшему значению поля (низкополевой пик). На рис. 2 представлены зависимости амплитуд резонансных пиков от температуры. Для системы с тонкой прослойкой интенсивность высокополевого пика больше интенсивности низкополевого пика во всем исследованном диапазоне температур. В системе с толстой прослойкой наблюдается изменение соотношения интенсивностей высоко - и низкополевого пиков при температуре ~ 250 К (рис.2б). Таким образом, данные ФМР исследований демонстрируют изменение знака разности между интенсивностями высоко - и низкополевого пиков при изменении толщины прослойки "слабого" ферромагнетика и температуры. Разность между этими интенсивностями меняет знак при некоторой критической толщине прослойки d_c , которая для исследованных образцов находится в интервале $14 \text{ нм} < d_c < 21 \text{ нм}$. Для системы с $d > d_c$ разность интенсивностей меняет знак при критической температуре $T_c \sim 250$ К.

Интенсивность резонанса, пропорциональная поглощенной мощности, для оптической ветви и для акустической отличаются. Кроме того, в зависимости от знака межслойного взаимодействия, резонансное поле акустического колебания больше ("ферромагнитное" взаимодействие) или меньше ("антиферромагнитное" взаимодействие) резонансного поля оптического колебания. Из сказанного следует, что при критической толщине прослойки и температуре, близкой к комнатной, происходит

смена знака межслойного взаимодействия, причем малой толщине прослойки соответствует "ферромагнитное" взаимодействие, а большой толщине - "антиферромагнитное" взаимодействие. Для структуры с $d = 21 \text{ нм} > d_c$ происходит смена знака межслойного взаимодействия при изменении температуры, $T_c \sim 250 \text{ К}$.

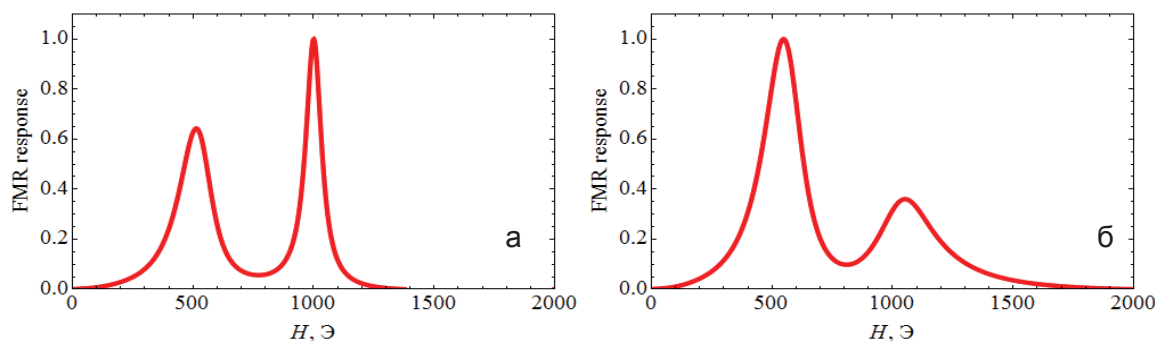


Рис. 1. Зависимости поглощения СВЧ-излучения от внешнего магнитного поля, снятые при комнатной температуре а) для структуры с прослойкой «слабого» ферромагнетика $d = 7 \text{ нм}$ б) $d = 21 \text{ нм}$ ого микроскопа

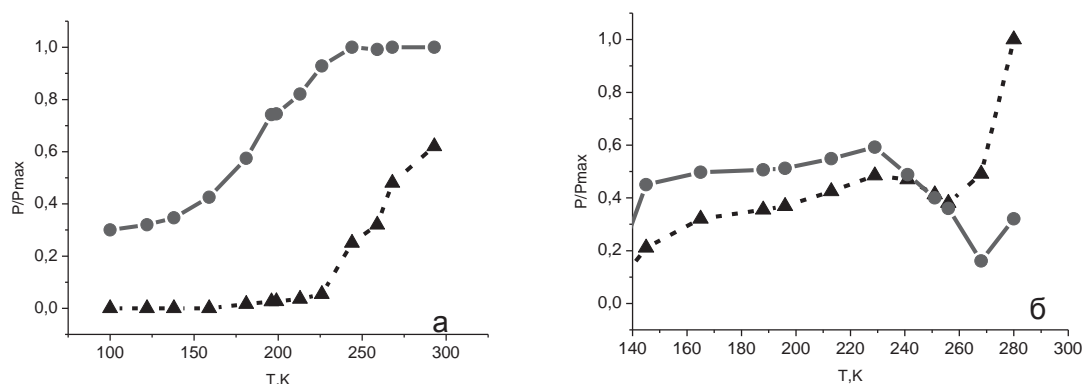


Рис. 2. Зависимости нормированных амплитуд «высокополевого» (сплошная линия) и «низкополевого» (штриховая линия) резонансных пиков от температуры а) для многослойной структуры с толщиной прослойки $d = 7 \text{ нм}$ б) $d = 21 \text{ нм}$

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-02-10254), РФФИ (грант №17-0200620_a).

Литература

1 A. M. Kadigrobov, S. Andersson, D. Radić et al., J. of Appl. Phys. **107**, 123706 (2010).

2. А.А.Фраерман, И.А.Шерешевский, Письма в ЖЭТФ, **101**, 693 (2015).

3. A. F. Kravets, A. N. Timoshevskii, B. Z. Yanchitsky et al., Phys. Rev. B **86**, 214413 (2012).

4. A. F. Kravets, Yu. I. Dzhzherya, A. I. Tovstolytkin et al., Phys. Rev. B **90**, 104427 (2014).

Генерация второй гармоники в структурах с неколлинеарной намагниченностью

К.Д. Сладков^{1,*}, Е.А. Караштин², И.А. Колмычек¹, Н.С. Гусев², А.А. Фраерман², Т.В. Мурзина¹

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, ул. Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119234.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*klim@shg.ru

Экспериментально исследована генерация оптической второй гармоники (ГВГ) при отражении от планарной структуры с неколлинеарным распределением намагниченности.

Введение

В настоящее время наблюдается стабильно высокий интерес к созданию и исследованию новых типов наноструктур, перспективных для применения в устройствах спинтроники, работа которых основана на эффекте переноса спинового тока (заряда). Одной из наиболее перспективных является т. н. спин-вентильная структура, образованная тонкими слоями ферромагнетика с различными направлениями намагниченности. Помимо собственно практической реализации таких типов структур, важной задачей является развитие методов диагностики протекания спинового тока в структуре. В контексте данной тематики перспективны методы нелинейной оптики, в первую очередь генерации оптической второй гармоники, которые позволяют визуализировать протекающие в структуре спиновые токи [1,2]. В данной работе были экспериментально исследованы магнитоиндуцированные нелинейно-оптические эффекты на частоте второй оптической гармоники (ВГ) в планарных мультислойных структурах на основе ферромагнитных металлов с различным пространственным распределением намагниченности.

Образцы и методика эксперимента

Исследуемый образец состоит из двух подсистем: верхняя имеет магнитную анизотропию типа «лёгкая плоскость», а нижняя – «лёгкая ось». Подсистемы разделены платиновой прослойкой, толщина которой различалась в разных образцах от 1 до 3 нм. Подсистема «лёгкая ось» состоит из слоёв кобальта толщиной 0.5 нм, разделённых слоями платины толщиной 1 нм, и содержит 3 – 5 пар слоёв. Подсистема «лёгкая плоскость» состоит из слоя

кобальта (1 – 3 нм) или пермаллоя (1 – 3 нм), в том числе закрытых тонким слоем платины. Образцы изготовлены методом магнетронного напыления.

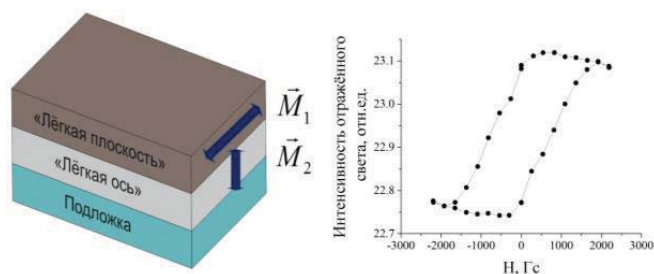


Рис. 1. Схема исследуемых образцов(слева); стрелками обозначены M_1 и M_2 – намагниченности подсистем. Зависимость (справа) интенсивности отражённого света от приложенного магнитного поля при меридиональном линейном МОЭК в структуре, состоящей из 3 нм Co и подсистемы «лёгкая ось»

В эксперименте измерялась зависимость интенсивности ВГ от приложенного меридионального магнитного поля для различных комбинаций поляризации ВГ и излучения накачки, т.е. нелинейный магнитооптический эффект Керра (НМОЭК). Образец помещался между полюсами электромагнита, создающего магнитное поле до 2 кГс. Источником излучения накачки с длиной волны 800 нм служил титан-сапфировый лазер с длительностью импульса 100 фс. Средняя мощность излучения накачки составляла 60 – 100 мВт, пиковая интенсивность достигала 0,3 ГВт/см². Лазерный луч фокусировался на образце в пятно с диаметром около 30 мкм, отражённое излучение накачки спектрально отрезалось набором цветных фильтров, а излучение ВГ проходило через анализатор (призму Глана) и детектировалось ФЭУ, работавшим в режиме счёта фотонов. Характерное число регистрируемых от-

счётов ВГ составляло 100 – 1000 за 1 сек. при шуме менее 10.

Для увеличения точности экспериментов в установку добавлен канал сравнения. Измеренная величина интенсивности ВГ делилась на интенсивность опорного сигнала ВГ, измеренного в канале сравнения. На графиках приведены усреднённые по нескольким (10 – 30) измерениям значения интенсивности ВГ от напряженности магнитного поля.

В структурах с неколлинеарной намагниченностью в отсутствие линейных магнитооптических эффектов интенсивность ВГ имеет вид:

$$I_{2\omega} \sim (\hat{\chi}^{cr} : E_{\omega} E_{\omega} + \hat{\chi}^M : [M_1 \cdot M_2] E_{\omega} E_{\omega})^2,$$

где E_{ω} - напряжённость поля накачки, $\hat{\chi}^{cr}$ – тензор т.н. кристаллографической (не зависящей от

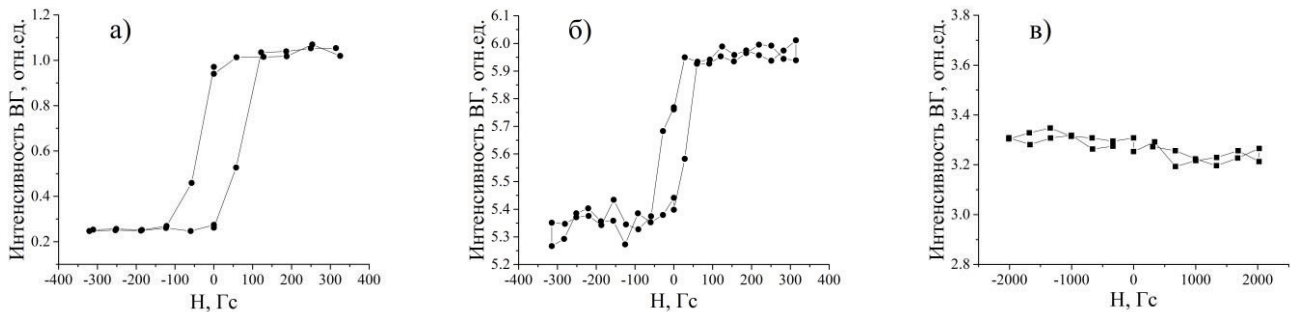


Рис. 2. Зависимость интенсивности ВГ от магнитного поля для меридионального МОЭК. (а,б) Плёнка Со 3 нм + подсистема «лёгкая ось». Комбинация поляризаций: р-поляризованная накачка, р- и s- поляризованная гармоника (а), р-поляризованная накачка, р-поляризованная ВГ (б). в) Изотропная плёнка Со 3 нм. Комбинация поляризаций р-поляризованная накачка, р-поляризованная ВГ

Результаты и обсуждение

На рис. 1б и 2а показаны гистерезисы линейного и нелинейного меридионального МОЭК для исследованной структуры. Намагничивание верхнего слоя кобальта происходит в полях порядка 100 Гс, в то время как полное намагничивание структуры в плоскости происходит при $H > 1$ кГс.

Для выбранной геометрии эксперимента по изучению вклада от неколлинеарной намагниченности в интенсивность ВГ был обнаружен магнитный гистерезис ВГ (рис. 2б). В то же время, в соответствии с симметричным анализом, генерация магнитоиндуцированной ВГ в такой геометрии НМОЭК и р-р комбинации поляризаций от однородной плёнки кобальта не наблюдалась (Рис. 2в).

намагниченности) нелинейной восприимчивости, $\hat{\chi}^M$ - тензор восприимчивости, связанный с неколлинеарной намагниченностью слоёв структуры, M_1, M_2 – их намагниченности. При смене направления намагниченности одного из слоёв на противоположное, второе слагаемое меняет знак, что должно приводить к контрасту ВГ. Симметричный анализ генерации ВГ, проведенный для исследуемой структуры, показал, что соответствующий вклад в интенсивность ВГ может быть выделен при изучении меридионального НМОЭК для р-р комбинации поляризаций. Данный вклад должен приводить к появлению гистерезиса в ВГ в области $M_1 \nparallel M_2$, что и проверялось в наших экспериментах.

Таким образом, наблюдавшийся в некоторых из наших экспериментов гистерезис интенсивности ВГ, «запрещённый» для однородной магнитной плёнки, соответствует описанному выше вкладу от неколлинеарной намагниченности слоёв спинвентильной структуры.

В то же время, следует ожидать, что этот вклад будет убывать в больших полях, когда $M_1 \parallel M_2$. Справедливость данного утверждения не всегда удаётся проверить экспериментально, в этом случае может наблюдаться разбиение CoPt мультислойной структуры на домены, и не удаётся описывать систему в рамках модели, описанной выше.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №16-02-01060 и №16-32-00702.

Литература

1. Jing Wang et al. // Phys. Rev. Lett., V.104, 256601, (2011).
2. Lalani K. Werake, Hui Zhao // Nature Physics, V. 6, 875 – 878 (2010).

Определение СВЧ магнитной проницаемости металла по измеренным частотным зависимостям магнитной проницаемости нанокомпозитов с порошками сендаста

С.Н. Старостенко¹, К.Н. Розанов¹, А.О. Ширяев¹, А.Н. Шалыгин²

¹ Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, Москва, 125412.

² МГУ имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

В работе приведен пример определения СВЧ магнитной проницаемости сплава сендаст (AlSiFe) по магнитным спектрам модельных смесей на основе парафина, наполненного сферическими или пластинчатыми частицами сендаста. Средний диаметр сферических включений порядка 4,2 мкм, толщина пластинок около 1.2 мкм, средний диаметр больших пластинок 75 мкм, меньших – 45 мкм. Форма и размер частиц определены с помощью электронного микроскопа и лазерного анализатора размеров частиц Analysette 22. Измерения диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей смесей проведены методом прохождения-отражения в коаксиальной ячейке в полосе частот 0.1 – 20 ГГц. Проанализировано влияние размера, формы и концентрации частиц металлического наполнителя на дисперсионные зависимости ϵ и μ .

Восстановление собственной магнитной проницаемости выполняется в рамках обобщенной модели Максвелла–Гарнета (формула Оделевского) [1]. Обобщение учитывает наличие порога протекания p_c , где структура смеси меняется от матричной (тип Максвелла–Гарнета) к симметричной (тип Брюгге-мана). В случае уравнения Максвелла–Гарнета $p_c=1$, в то время как в обобщении Оделевского (ф1) p_c - параметр, определяемый из эксперимента.

$$\begin{aligned} \epsilon_{mix} &= \epsilon_h + \frac{\epsilon_h p}{\left(1 - \frac{p}{p_c}\right) N + \frac{\epsilon_h}{\epsilon_{incl} - \epsilon_h}} \approx \\ &\approx \epsilon_h + \frac{\epsilon_h p}{\left(1 - \frac{p}{p_c}\right) N} \end{aligned} \quad (\text{ф1})$$

Уравнение (ф1) описывает поведение диэлектрической проницаемости смеси в зависимости от объемной доли p и формы включений, характеризуемой фактором деполяризации N [1], диэлектрической проницаемости включений ϵ_{incl} и связующего ϵ_h . Предполагается, что включения имеют одинаковую форму вытянутых или сплюснутых эллипсоидов вращения.

Поскольку проводимость металла велика (порядка 10^8 Ом \times м), слагаемое $\epsilon_h/(\epsilon_{incl}-\epsilon_h)$ мало по сравнению с величиной $(1-p/p_c)\times N$ и выражение (ф1) может быть упрощено как показано выше. Идентичное уравнение (ф2) описывает магнитную проницаемость смеси в зависимости от порога протекания p_c , магнитной проницаемости μ_{incl} и формы включений, но член $1/(\mu_{incl}-1)$ обычно имеет величину близкую к $(1-p/p_c)\times N$.

$$\mu_{mix} = 1 + \frac{p}{\left(1 - \frac{p}{p_c}\right) N + \frac{1}{\mu_{incl} - 1}} \quad (\text{ф2})$$

Разница между электрической и магнитной восприимчивостью металлов позволяет оценить их внутреннюю проницаемость μ_{incl} в СВЧ диапазоне, где глубина проникновения не превышающая нескольких микрометров делает невозможным измерение на массивном металле.

Расчеты μ_{incl} проведены для изотропных смесей, наполненных сферами и для плоско-изотропных смесей, наполненных пластинчатыми частицами. Измеренные квазистатические (на частоте 100 МГц) ϵ_0 и μ_0 показаны на рис.1 кружками и квадратами соответственно. Пунктирные линии представляют кривые диэлектрической проницаемости ϵ , рассчитанные с помощью выражения (ф1) с N и

ρ_c в качестве параметров, подбираемых из экспериментальных данных. Подобранные значения коэффициента деполаризации $N = 0.02, 0.024, 0.25$ находятся в хорошем согласии с измерениями. Подобранные значения порога протекания $\rho_c = 0.25, 0.33, 0.78$, порядок ρ_c кажется логичным, т. к. чем более сплюснуты частицы, тем ниже порог. Проблема в том, что статическая магнитная проницаемость пластинчатых частиц сендаста $\mu_{incl} \approx 100$ отличается от $\mu_{incl} \approx 85$ сферических частиц.

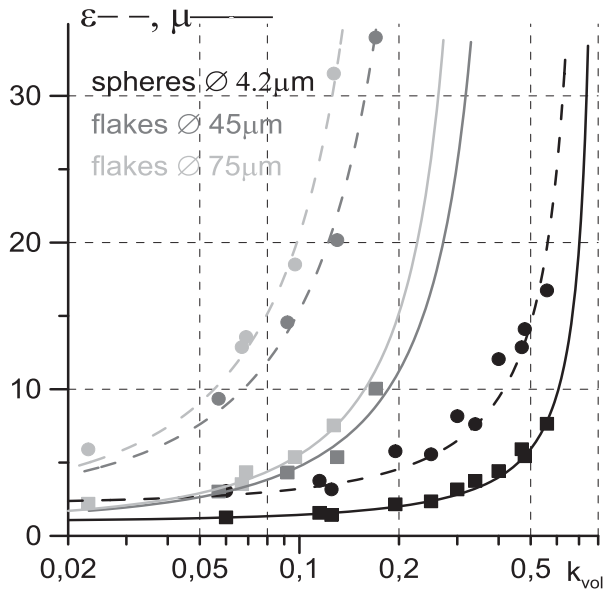


Рис. 1. Измеренные и рассчитанные значения квазистатической диэлектрической и магнитной проницаемостей парафина, наполненного сферическими и пластинчатыми частицами сендаста

Измеренные частотные зависимости магнитной проницаемости для смесей с пластинчатыми и сферическими частицами с примерно одинаковыми значениями ϵ_0 (рис.2) показывают, что форма линии и пик частоты магнитного поглощения сильно зависят от формы включения. Частота поглощения ниже, чем у смесей с карбонильным железом [1], а значения магнитной проницаемости, измеренные на частоте 100 МГц (нижний предел частоты при измерении отражения-прохождения на анализаторе цепей), далеки от статических. Рис.2 показывает, что для смесей, наполненных пластинчатыми частицами $Re[\mu]$ резко возрастает с уменьшением частоты ниже 100 МГц ($tg\delta_\mu \approx 0.2$), в то время как проницаемость смеси со сферами гораздо ближе к насыщению ($tg\delta_\mu \approx 0.06$). Это одна из причин различия оценок статической проницаемости μ_{incl} сферических и пластинчатых частиц.

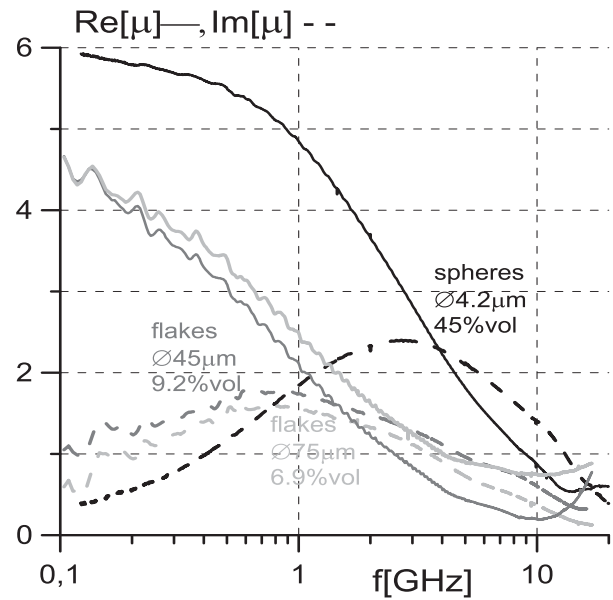


Рис. 2. Измеренные спектры магнитного поглощения парафина наполненного сферическими и пластинчатыми частицами сендаста

Может показаться, что для исследуемых порошков сендаста скин-эффект незначителен по сравнению с порошками карбонильного железа аналогичного размера, т.к. сендаст имеет удельное сопротивление в 6 раз выше железа, а частота поглощения (рис.2) достаточно низка. Оценки собственной проницаемости с учетом скинирования для плоскости или сферы согласно [4] показывают, что статическая проницаемость сендаста может достигать 400, что ниже проницаемости объемного сплава [2]. Пик поглощения собственной проницаемости находится на ~ 10 МГц. Сочетание частоты пика поглощения и статической проницаемости несколько выше предела Снука для намагниченности насыщения (1 Т), но ниже предела Аше [1].

Измеренные спектры диэлектрической и магнитной проницаемости модельных композитов показали, что пластинчатые и сферические частицы сендаста являются перспективными наполнителями для УВЧ радиопоглопителей.

Литература

1. K.N. Rozanov, A.V. Osipov, D.A. Petrov, *et al* //JMMM, 321 (2009) 738
2. R.M. Bozorth, "Ferromagnetism", NY, 1993.
3. K.N. Rozanov, M. Y. Koledintseva// J. Appl. Phys. 119, 073901 (2016)
4. Л. Левин, Теория волноводов. Методы решения волноводных задач, Радио и связь, 1981

Структура и свойства многослойных структур со слоями CoFe и Co

Д.А. Татарский^{1,*}, С.Н. Вдовичев¹, Н.С. Гусев¹, Ю.В. Петров²,
В.Ю. Михайловский², С.А. Гусев¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижегородская обл., Кстовский р-н, дер. Афоино, 607680.

² Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д.1, Санкт-Петербург, Петродворец, 198504.

*tatarsky@impras.ru

Экспериментально изучены многослойные плёнки со слоями CoFe и Co. Микрокристаллическая структура проанализирована методами просвечивающей электронной микроскопии. Для диагностики магнитных состояний использовались методы магнитооптической магнитометрии и магнитносиловой микроскопии. Показано, что изменением параметров магнетронного распыления и буферных слоёв возможно влиять на микрокристаллическую структуру и, тем самым, управлять магнитными характеристиками ферромагнитных слоёв.

Известно, что микрокристаллическая структура ферромагнитных материалов влияет на их магнитные свойства. В случае, когда кристаллиты достаточно малы, выполняются условия слабой случайной магнитной анизотропии и такой параметр, как коэрцитивная сила монотонно возрастает с ростом размера кристаллитов [1-5]. Но в ряде задач [6] возникает необходимость получать плёнки с большой коэрцитивной силой [7]. Заметим, что при этом с ростом размеров кристаллитов коэрцитивная сила и поле насыщения уже меняются немонотонно.

В данной работе исследовались два типа структур. Первый тип – тонкие плёнки (5-10 нм) CoFe, полученные магнетронным распылением либо на подложке, либо на буферных слоях Ta различной толщины. Также дополнительно ферромагнитная плёнка CoFe покрывалась дополнительным слоем оксида Ta. Второй тип – структуры на основе тонких слоёв Co и Pt. В них формируется периодическая структура из слоёв Co/Pt, которые при правильном подборе толщины обладают перпендикулярной магнитной анизотропией (типа «легкая ось»). Сверхструктура Co/Pt дополнительно покрывается слоем Co такой толщины, чтобы в нём анизотропия была типа «легкая плоскость» [8].

Исследование трех образцов плёнок CoFe (толщина 5 нм) с различной толщиной (0 нм, 5 нм и 20 нм) буферного слоя Ta показало, что средний размер кристаллитов во всех трех образцах примерно одинаков и составляет 100-150 нм (Рис. 1). Несмотря на то, что на светлопольном изображении Рис. 1б видны мелкие кристаллиты, они относятся к буферному слою Ta толщиной 20 нм. Дополнительное исследование методом просвечивающей элек-

тронной микроскопии высокого разрешения показало, что в данном образце размер кристаллитов CoFe совпадает с характерными размерами в остальных образцах. Анализ микродифракции показал, что во всех образцах кристаллическая решетка CoFe имеет пространственную группу Pm3m с примитивной элементарной ячейкой. Помимо этого, в образце с тонким буферным слоем Ta имеется дифракционное кольцо, отвечающее набору атомных плоскостей Ta (110) с объемноцентрированной кристаллической решеткой типа Im3m. В образце с самым большим буферным слоем Ta наблюдается весь набор колец такой решетки. Образец же без буферного слоя Ta, помимо набора колец, соответствующих CoFe с простой кубической ячейкой, также содержит два кольца, отвечающих семействам плоскостей (400) и (440) гранецетрированной решетки оксида железа Fe₃O₄ с пространственной группой Fd3m. Магнитооптические исследования показали, что коэрцитивная сила плёнок CoFe с буферным слоем Ta составляет порядка 300 Э, независимо от толщины этого слоя. В случае же, когда буферный слой отсутствовал, коэрцитивность плёнки составила всего 100 Э.

Помимо этого в работе исследовались многослойные периодические структуры Co/Pt. На рис. 2 приведена характерная микрофотография поперечного среза структуры, состоящей из 5 периодов Co/Pt. На ней хорошо различимы буферные слои Ta и Pt подложке, строго периодические 5 слоёв Co/Pt и, наконец, верхний относительно толстый слой Co. Толщины всех слоёв достаточно точно совпадают с калибровками установки магнетронного распыления. Магнитооптические исследования показали,

что в образцах именно с такой структурой реализуются необходимые магнитные свойства: периодическая структура имеет магнитную анизотропию типа легкая ось, а верхний слой Co – типа легкая плоскость. Также, в ходе исследований были рассмотрены и другие образцы. В них слои Co/Pt перемешивались, что связано с условиями их магнетронного распыления. При этом такие образцы уже не обладали необходимыми магнитными свойствами.

Таким образом, в работе проведены комплексные исследования плёнок с магнитными слоями. Установлено, что существует взаимосвязь между микроструктурной структурой слоёв в таких плёнках и их магнитными свойствами.

Авторы выражают благодарность за помощь в диагностике структур П. А. Юнину, за полезные обсуждения О. Г. Удалову и А. А. Фраерману. Работы выполнены при поддержке грантов РФФИ.

Литература

1. H. Alben, J. J. Becker, M. C. Chi, *J. Appl. Phys.* **49**, 1653 (1978).
2. M. E. McHenry, D. E. Laughlin, *Acta mater.* **48**, 223 (2000).
3. J. Echigoya, R. Yue, *J. Mater. Sci.* **40**, 3209 (2005).
4. J.F. Loffler, J.P. Meier, B. Doudin et al., *Phys. Rev. B* **57**, 2915 (1998).
5. H.S. Jung, W.D. Doyle, S. Matsunuma, *J. Appl. Phys.* **93**, 6462 (2003).
6. Д. А. Татарский, Б. А. Грибков, Н. С. Гусев и др., *Поверхность*, №5, 23 (2016).
7. M. Vopsaroiu, M. Georgieva, P. J. Grundy et al., *J. Appl. Phys.* **97**, 10N303 (2005).
8. M. V. Sapozhnikov, S. N. Vdovichev, et al. *J. Appl. Phys.* **109**, 042406 (2016).

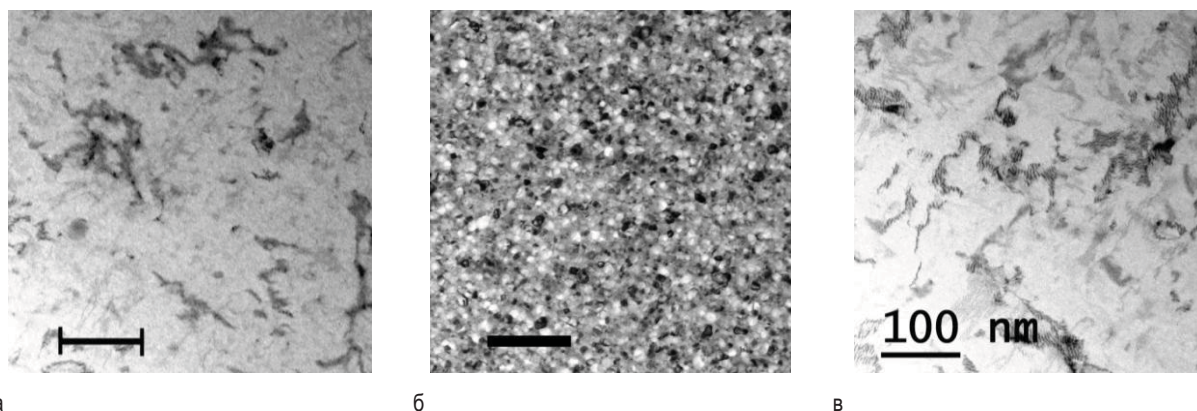


Рис. 1. Светлопольное изображение плёнок CoFe. Размер метки 100 нм. (а) – толщина буферного слоя 5 нм, (б) – толщина буферного слоя 20 нм, (в) – буферный слой отсутствует

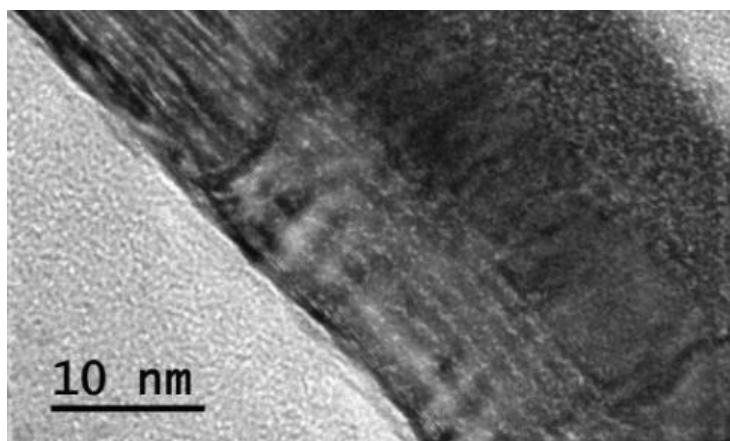


Рис. 3. Микрофотография высокого разрешения многослойной структуры Co/Pt (подложка в правом верхнем углу)

Магнито-электрические явления в композитных мультиферроиках

О.Г. Удалов^{1,2*}, Н.М. Щелкачев², И.С. Белобородов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия.

² California State University Northridge, 13111 Nordhoff St., Northridge, CA 91330, USA.

*oleg.udalov@csun.edu

В докладе будут представлены результаты работ по исследованию магнито-электрических явлений в композитных мультиферроиках. Под композитными мультиферроиками здесь понимаются слоистые системы ферромагнетик/сегнетоэлектрик и гранулированные системы, в которых ферромагнитные гранулы встроены в матрицу сегнетоэлектрика. Особенностью рассмотренных магнито-электрических явлений является то, что в их основе лежит кулоновское взаимодействие, а не спин-орбитальное, как в большинстве рассмотренных ранее магнито-электрических явлениях.

Введение

Контроль магнитного состояния с помощью электрического поля является в настоящее время одной из наиболее сложных проблем в физике конденсированного состояния [1]. Существуют несколько типов магнитоэлектрического эффекта: 1) контроль магнитных свойств (обычно анизотропии) на поверхности магнитной пленки с помощью внешнего поля за счет эффектов зарядовой и спиновой аккумуляции; 2) «зацепление» магнитных и электрических степеней свободы в кристаллах за счет спин-орбитального взаимодействия; и 3) магнито-электрический эффект, возникающий как комбинация магнитоэлектрики и электрострикции на границах сегнетоэлектрик/ферромагнетик. В последнее время также активно обсуждается магнито-электрический эффект, возникающий из-за обменного смещения на границе мультиферроик/ферромагнетик. Указанные магнито-электрические явления так или иначе вызваны спин-орбитальным взаимодействием. В данной работе мы исследуем новый тип магнито-электрического эффекта, в основе которого лежит кулоновское взаимодействие.

Магнито-электрический эффект

В нашей работе мы рассмотрели два типа систем: 1) магнитный туннельный контакт (МТК) с изолирующей прослойкой, сделанной из сегнетоэлектрика; 2) гранулированный мультиферроик, в котором ферромагнитные металлические гранулы встроены в изолирующую матрицу сегнетоэлектрика. Магнито-электрический эффект, рассмотренный нами в таких системах связан экранированием кулонов-

ского взаимодействия между электронами сегнетоэлектриком. Известно, что обменное взаимодействие между электронами^o — есть спин-зависимая часть кулоновского взаимодействия. Последнее в свою очередь обратно пропорционально диэлектрической проницаемости среды, окружающей электроны, ϵ . Т.е. чем выше диэлектрическая проницаемость, тем слабее обменное взаимодействие $J \sim 1/\epsilon$. В гибридных системах, содержащих сегнетоэлектрики, диэлектрическая константа зависит от температуры и внешнего электрического поля. Это позволяет варьировать обменное взаимодействие между электронами в таких системах, изменяя указанные параметры. Т.к. обменное взаимодействие определяет магнитное состояние системы, то это открывает путь к контролю магнитного состояния системы.

В частности, в МТК обменное взаимодействие между электронами возникает внутри изолирующей прослойки, т.к. волновые функции электронов, расположенных в разных магнитных берегах, перекрываются в барьере. В этой пространственной области обменное взаимодействие обратно пропорционально диэлектрической константе сегнетоэлектрика, что позволяет контролировать обмен прикладывая разность потенциалов к туннельному контакту, а также с варьируя температуру.

Сходным образом, магнито-электрический эффект может возникать и в гранулированном мультиферроике, который можно представить себе как большой ансамбль магнитных частиц, соединенных между собой туннельными барьерами. В каждом барьере возникает магнито-электрический эффект, схожий с тем, что описан в предыдущем параграфе.

В гранулированном мультиферроике также возникает магнито-электрический эффект, связанный с явлением кулоновской блокады. Как известно, магнитное взаимодействие между магнитными берегами также может возникать из-за виртуальных прыжков электронов между этими берегами, приводящих к возникновению спиновых токов. Кулоновская блокада в гранулированной среде препятствует прыжкам электронов, создавая дополнительный барьер, определяемый зарядовой энергией $E_c = e^2/a\epsilon$, где e° — заряд электрона, и a° — размер гранулы. Как видно, зарядовая энергия обратно-пропорциональна диэлектрической константе. Таким образом, чем выше диэлектрическая константа, тем меньше зарядовая энергия, тем «свободнее» электроны могут перемещаться между берегами и тем сильнее будет магнитное взаимодействие между ними. Таким образом, в отличие от механизма, рассмотренного ранее, здесь магнитное взаимодействие растет с ростом ϵ . Легко увидеть, что для слоистых систем этот механизм не работает, т.к. в них $a \rightarrow \infty$, и зарядовая энергия исчезает. Такой механизм может реализовываться, только в системах с гранулами в несколько нм. Как и в случае с предыдущим механизмом контроль диэлектрической проницаемости позволяет контролировать кулоновскую блокаду и в итоге магнитное состояние всего мультиферроика.

Феноменология

С феноменологической точки зрения данный эффект может быть описан следующим образом. Для туннельного контакта в энергии возникает вклад $-J(T, E)(M_1 M_2)$, где $M_{1,2}^\circ$ — намагниченности слоев, а обменная константа есть функция температуры и внешнего электрического поля $J = J_0 + \alpha(T)(EP) + \beta(T)E^2$ (P° — поляризация сегнетоэлектрика). В случае гранулированной среды в энергии возникает следующее обменное слагаемое $-\sum_{i,j} J(T, E)(M_i M_j)$, где суммирование идет по ближайшим соседям.

Некоторые результаты

На Рис. 1 показана зависимость обменного взаимодействия в туннельном магнитном контакте с барьером из сегнетоэлектрика TTF-CA. Видно, что вблизи температуры Кюри данного сегнетоэлектрика обменное взаимодействие имеет минимум. Такое поведение обусловлено тем, что вблизи T_C диэлектрическая константа имеет максимум.

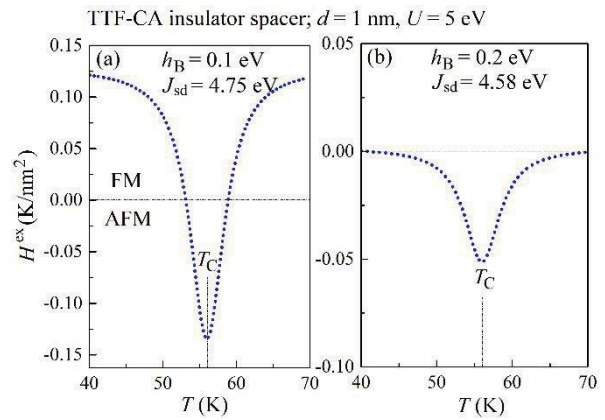


Рис. 1. Зависимость обменного взаимодействия от температуры для магнитного туннельного контакта с барьером из сегнетоэлектрика TTF-CA. T_C — температура Кюри данного сегнетоэлектрика

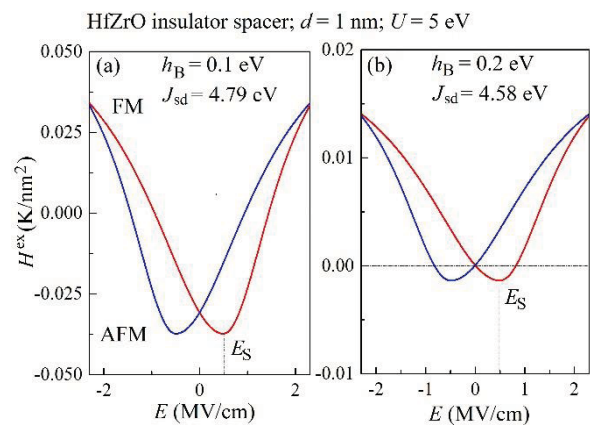


Рис. 2. Зависимость обменного взаимодействия от приложенного электрического поля для магнитного туннельного контакта с барьером из сегнетоэлектрика HfZrO. E_S — поле переключения данного сегнетоэлектрика

На Рис. 2 показаны зависимости обменного взаимодействия в МТК в сегнетоэлектрическом барьере. Форма кривых повторяет форму зависимостей диэлектрической проницаемости данного материала от внешнего поля. Две кривых на каждом графике соответствуют двум поляризациям сегнетоэлектрика.

И.С. Белобородов и О.Г. Удалов были поддержаны грантом CRDF FSCX-14-61077-0. Работа по МТК выполнена при поддержке РФФ (грант номер 16-12-10340).

Литература

1. R. Ramesh and N. A. Spaldin, "Multiferroics: progress and prospects in thin films", Nature Mat. 6, 21 (2007).

Топологическая устойчивость хиральных магнитных нано и микроструктур

В.М. Уздин^{1,2*}, И.С. Лобанов², Х. Йонссон³

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

Предложен теоретический подход для количественной оценки устойчивости магнитных скирмионов и других топологически защищенных хиральных структур нано и микромасштабов относительно тепловых флуктуаций и случайных внешних воздействий. Метод основан на анализе многомерной энергетической поверхности системы, локализации на ней минимумов, соответствующих стабильным состояниям, поиске путей с минимальным перепадом энергии и активационных барьеров между ними. Для определения времен жизни магнитных состояний используется теория переходного состояния в гармоническом приближении, обобщенная для магнитных степеней свободы.

Введение

В любом устройстве, содержащем магнитные элементы, в процессе работы происходят переходы между магнитными состояниями, приводящие к изменению характеристик системы. Когда размер элементов уменьшается до атомного масштаба, влиянием случайных возмущений за счет взаимодействия с тепловым резервуаром уже невозможно пренебречь и тепловые флуктуации необходимо учитывать. С другой стороны, для работы устройств нужно контролируемым образом менять магнитные состояния, причем воздействие на систему должно быть локальным и по возможности слабым. Вопрос об устойчивости магнитных состояний становится принципиальным. В связи с этим "топологически защищенные" магнитные наноструктуры, такие, как магнитные скирмионы, привлекают последнее время большое внимание [1,2]. Скирмионы впервые были введены в качестве топологически нетривиальных решений в континуальных моделях физики элементарных частиц. Они обладают топологическим зарядом, который представляет собой целое число, не меняющееся при непрерывных деформациях. В континуальном пределе постоянство топологического заряда делает скирмионы абсолютно устойчивыми относительно сколь угодно больших флуктуаций. В реальных магнитных системах, с магнитными моментами на атомной решетке, строгой топологической защиты не существует. Вместо этого можно говорить об энергетических барьерах между состояниями с разным топологическим зарядом, которые представляют собой количественную меру «топологиче-

ской» устойчивости. Исследование многомерной энергетической поверхности системы, как функции углов, задающих направления магнитных моментов, поиск на ней путей с минимальным перепадом энергии (ПМПЭ) между состояниями с разным топологическим зарядом, позволяет не только определить активационные барьеры, но и проясняет механизмы нуклеации и аннигиляции топологически защищенных систем и позволяет контролировать их поведение в реальных нано и микроструктурах.

Энергетическая поверхность и устойчивость магнитных систем

Анализ устойчивости относительно тепловых флуктуаций и расчет времен жизни магнитных состояний, в том числе и топологически защищенных структур, представляет собой сложную задачу, связанную с фундаментальной проблемой «редких событий». Характерные времена спонтанных магнитных переходов в таких системах оказываются на 10-12 порядков больше периода вибраций отдельных моментов. Изучение магнитных переходов методом моделирования стохастической спиновой динамики не представляется возможным из-за разницы во временных масштабах, но именно иерархия времен позволяет проводить расчеты на основе статистического подхода в рамках теории переходного состояния [3]. При этом исследуется многомерная энергетическая поверхность магнитной системы, находятся минимумы, отвечающие основному и метастабильным состояниям и ПМПЭ между ними. Максимум вдоль ПМПЭ определяет акти-

вационный барьер ΔE между состояниями, а сам путь, обладающий максимальным статистическим весом среди близких путей, задает наиболее вероятный сценарий магнитного перехода. Поиск ПМПЭ и седловых точек на энергетических поверхности может быть выполнен геодезическим методом подталкивания упругой лентой [4]. В рамках теории переходного состояния в гармоническом приближении для времен жизни спиновых состояний при температуре T получается закон Аррениуса, $\tau = \tau_0 \exp(\Delta E/k_B T)$, где предэкспоненциальный множитель τ_0 зависит от собственных чисел Гессияна в седловой точке и минимумах, которые определяются кривизной энергетической поверхности [3,4].

Время жизни магнитного скирмиона

Расчет времен жизни скирмионных состояний на треугольной плоской решетке, соответствующей структуре PdFe/Ir(111), проводилось на основе гамильтониана гейзенберговского типа [5,6], включающего, обменное взаимодействие между соседними спинами (J), взаимодействие Дзялошинского-Мории (D), энергию анизотропии типа легкая ось K (перпендикулярно плоскости системы), и взаимодействие с внешним магнитным полем H . Величины параметров приведены на рисунке 1 и соответствуют использованным в [5].

На рисунке 1 представлен ПМПЭ на многомерной энергетической поверхности соединяющий метастабильное скирмионное состояние и основное ферромагнитное, в котором все магнитные моменты, как и внешнее магнитное поле, направлены перпендикулярно поверхности, вдоль оси z . На том же рисунке показана z -проекция магнитного момента в различных конфигурациях вдоль ПМПЭ. Седловой точке соответствует конфигурация «4», в которой уже нет моментов, направленных противоположно внешнему полю.

Расчеты предэкспоненциального множителя в законе Аррениуса позволяют объяснить асимметрию температурной зависимости для нуклеации и аннигиляции скирмионных состояний.

Проведенный сравнительный анализ имеющихся экспериментальных и теоретических результатов относительно устойчивости магнитных скирмионов

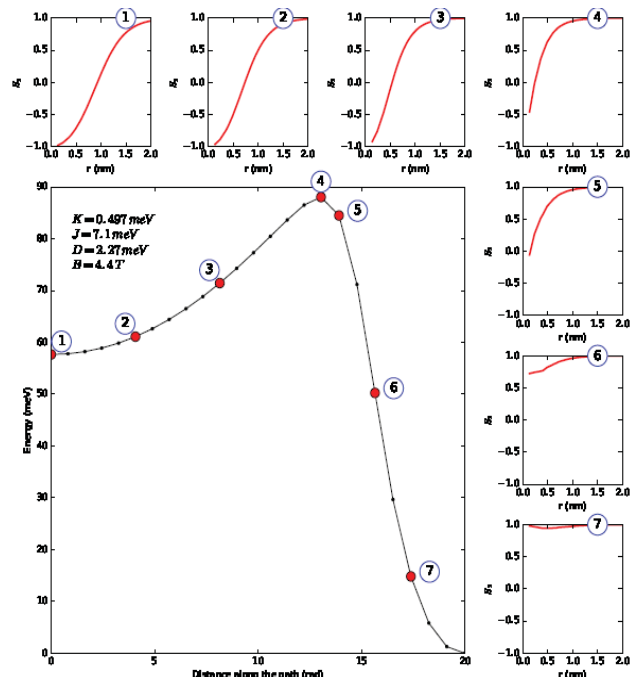


Рис. 1. ПМПЭ для аннигиляции скирмиона и z -проекция момента a магнитных конфигурациях вдоль пути

позволяет с одной стороны выбрать параметры модели, отвечающие наблюдаемым в эксперименте структурам, а с другой – определить границы применимости используемых теоретических оценок, которые обычно используют подгонку параметров для описания результатов стохастического моделирования динамики или предполагают пропорциональность шага в Монте-Карло алгоритме Метрополиса и реального времени [5].

Литература

1. N. Nagosa and Y. Tokura, Nature Nanotechnology, **8**, 899 (2013).
2. A. Fert, V. Cros and J. Sampaio, Nature Nanotechnology, **8**, 152 (2013).
3. P. F. Bessarab, V. M. Uzdin, and H. Jónsson, Phys. Rev. B **85**, 184409 (2012).
4. P. F. Bessarab, V. M. Uzdin, and H. Jónsson, Comp. Phys. Comm. **196** 335 (2015).
5. J. Hagemester, et al. Nat. Commun. 6:8455 doi: 10.1038/ncomms9455 (2015).
6. I. S. Lobanov, H Jónsson, V M Uzdin, Phys. Rev. B **94**, 174418 (2016).

Изменение магнитных свойств тонких пленок $\text{Pd}_{99}\text{Fe}_{01}$ при 3D-2D переходе

Л.С. Успенская^{1*}, И.Н. Хлюстикова²

¹ Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

² Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334.

*uspenska@issp.ac.ru

В работе представлены магнитометрические измерения пленок PdFe толщиной 5-40 нм. Установлено, что по мере уменьшения толщины пленок имеет место не только понижение температуры перехода из парамагнитного в ферромагнитное состояние и уменьшение намагниченности насыщения, но и качественно меняется механизм формирования намагниченности. В толстых пленках преобладающим является обменное взаимодействие в кластерах и между близко расположенными кластерами, а в тонких, в силу уменьшения перколяции между магнитными кластерами, важным оказывается осциллирующее дальнедействующее обменное взаимодействие (механизм, рассмотренный в работах Коренблита и Шендера). Смена механизма формирования намагниченности сопровождается усилением магнитной релаксации в пленках.

Введение

Магнитные свойства объемных сплавов $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ хорошо изучены во всем диапазоне концентраций Fe. Известно, что сплав обладает ферромагнитными свойствами при уменьшении концентрации железа вплоть до 0,1%. При этом при концентрации свыше 1% он является магнитно-однородным, а при меньших концентрациях магнетизм обеспечивается кластерами, формирующимися вокруг ионов железа [1]. В данной работе мы изучали магнитные свойства практически значимых пленок $\text{Pd}_{99}\text{Fe}_{01}$ толщиной 5 - 40 нм, и пытались понять причину возникающего принципиального отличия их свойств при уменьшении толщины от 40 нм к 20 нм. Мы полагаем, что обнаруженные эффекты подтверждают перколяционную природу ферромагнетизма в сплавах PdFe и модель двухкомпонентного формирования магнитного момента, изложенную, например, в [2].

Экспериментальные результаты

Эксперименты проводились на пленках $\text{Pd}_{99}\text{Fe}_{01}$, осажденных на подложку из оксидированного кремния методом ионно-плазменного ВЧ-распыления. Измерения петель гистерезиса $M(H)$, температурной зависимости намагниченности $M(T)$ и стабильности намагниченности $M(t)$ проводились с помощью СКВИД-магнитометра [3], температура Кюри T_C определялась по исчезновению нелинейности на зависимости напряжения Холла от магнитного поля $V_H(H)$ [4] и контролировалась по зависимости $M(T)$. Анизотропия и однородность магнитных свойств исследовались методом магнито-

оптической визуализации распределения индукции (МО) с помощью пленок иттрий-железистого граната, помещаемых на исследуемый образец, как это делалось и [5].

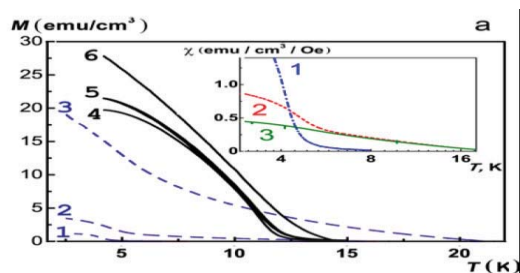


Рис. 1. $M(T)$ для пленок толщиной 40 нм (сплошные линии) и 20 нм (пунктир) измеренные в полях 1 - 0.6 Э, 2 - 5 Э, 3 - 40 Э, 4 - 2 Э, 5 - 5 Э, 6 - 40 Э. На вставке - зависимость проницаемости для тонкой пленки

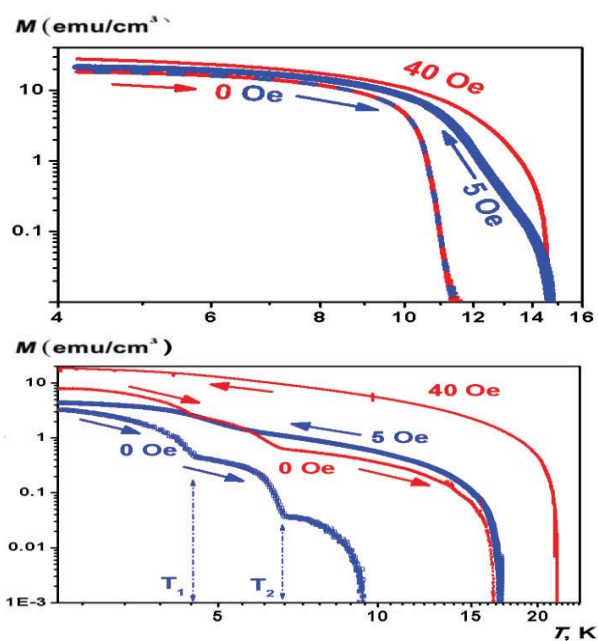


Рис. 2. $M(T)$ для пленок толщиной 40 нм (а) и 20 нм (б)

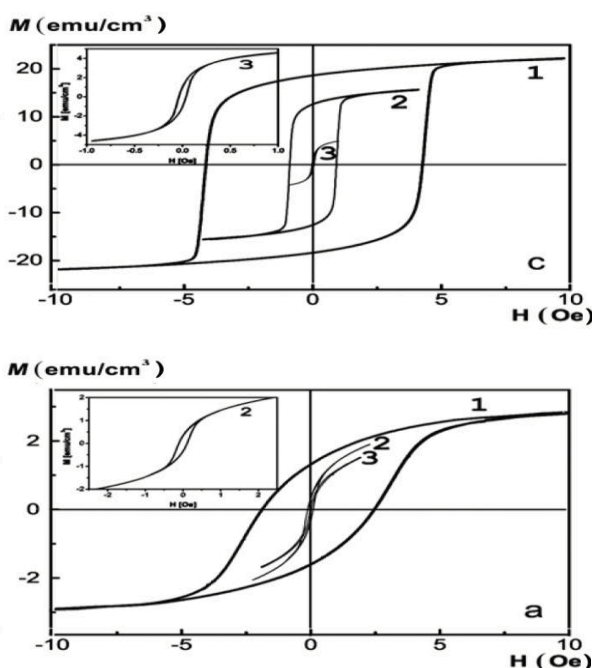


Рис. 3. $M(H)$ для пленок толщиной 40 нм (верхние петли) при $T = 1 - 2.5, 2 - 3.7, 3 - 4.1$ К и 20 нм (нижние петли) при $T = 1 - 4.1, 2 - 7.6, 3 - 10.6$ К

Таким образом, свойства пленок толщиной 20 и 40 нм существенно различаются. Несмотря на то, что все пленки показывают ферромагнитное поведение при низких температурах (рис.1, 3), вид зависимости намагниченности от температуры $M(T)$ изменяется от типичного для ферромагнетиков колоколообразного к вогнутому (рис.1), в тонких пленках наблюдается сильное смещение критической температуры T_c от величины приложенного поля (рис.1), а $M(T)$, измеренная в нулевом магнитном поле, показывает появление двух критических температур, T_1 и T_2 , отличных от T_c , при которых наблюдается излом на $M(T)$ (рис.2). Кроме того, в тонких пленках наблюдается сильная магнитная релаксация, характеризующаяся двумя характерными временами t_1 и t_2 , отличающимися на порядок.

Совокупность всех данных позволяет утверждать, что мы напрямую разделяем два вклада в намагниченность пленок, соответствующие внутрикластерному магнетизму, локализованному вокруг примесных атомов железа, и обусловленному дальнедействующим взаимодействием между кластерами [2]. Это разделение особенно четко видно в тонких пленках, при 3D - 2D переходе, когда перколяция между кластерами становится затруднена.

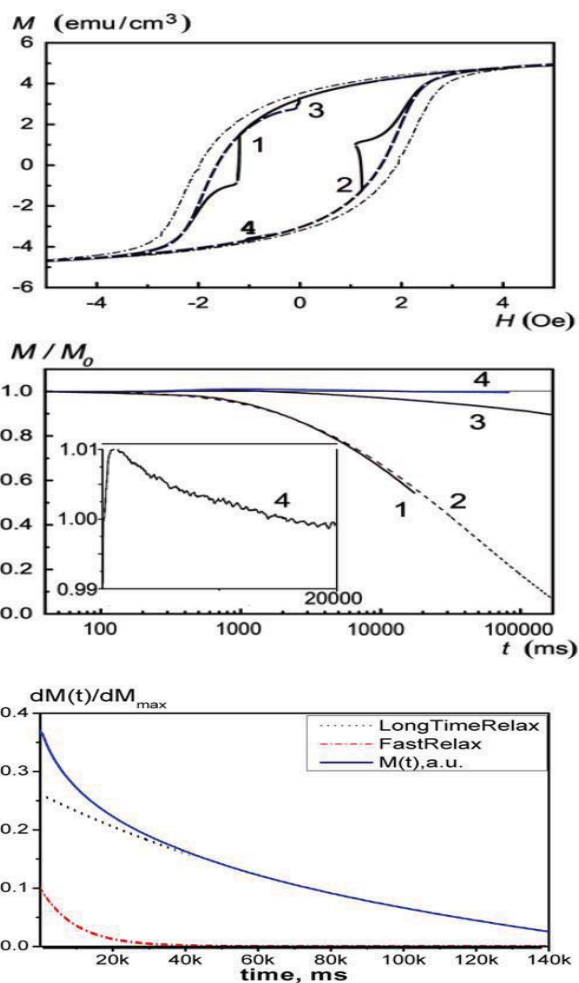


Рис. 4. Петли гистерезиса пленки толщиной 20 нм, снятые с разверткой за 10 сек и 100 сек, а также с задержками развертки на 100 сек (релаксация намагниченности в соответствующих точках задержки развертки - 1, 2, 3, 4 показана на втором графике). На нижних графиках дан пример разложения одной из релаксационных кривых на две экспоненциальные зависимости с характерными временами 105 сек и 9.6 секунды

Литература

1. Z. Wang, H.P. Kunkel, Gwyn Williams // J. Phys.: cond. Matter, v. 4, 10385 (1992) и ссылки в ней.
2. И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер. // УФН т.126, 233 (1978).
3. И.Н. Хлюстикова. // Приборы и техника эксперимента, т. 6, 167 (1984).
4. В.В. Больгинов, В.С. Столяров, Д.С. Собанин и др. // Письма в ЖЭТФ, т. 95, 408 (2012).
5. Л.С. Успенская, А.Л. Рахманов, Л.А. Доросинский и др. // Письма в ЖЭТФ, т. 97, 176 (2013).

Экспериментальное исследование и математическое моделирование обменной анизотропии эпитаксиальных пленочных структур Fe/Fe₅₀Mn₅₀

Л.А. Фомин^{1,*}, А.В. Черных¹, Г.М. Михайлов¹

¹ Институт проблем технологии микрзлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

*fomin@iptm.ru

Впервые были изготовлены эпитаксиальные микроструктуры Fe₅₀Mn₅₀/Fe/Mo/R-sapphire. МСМ измерения позволили интерпретировать магнитное состояние АФМ по магнитному контрасту ФМ. Они показали, что ось обменной анизотропии направлена вдоль магнитного поля, приложенного при отжиге структур. Было замечено существенное влияние кристаллографической анизотропии эпитаксиального слоя железа на его магнитное строение, и малое влияние обменной анизотропии на него. Значение обменного поля, найденное из измерений магнитосопротивления составило около 25 Э, что близко к значению, найденному из МСМ измерений во внешнем магнитном поле. Микромагнитные расчеты качественно подтвердили модель нескомпенсированной по спину поверхности антиферромагнетика. Проявление обменной анизотропии в структурах обусловлено высоким качеством эпитаксии всех слоев.

Введение

Известно, что одним из наиболее часто используемых материалов в пленочных структурах с ФМ/АФМ обменной анизотропией является антиферромагнитный сплав Fe₅₀Mn₅₀. Наиболее хорошо исследованы системы, в которых в качестве ферромагнитного слоя используется слабо анизотропный Fe₂₀Ni₈₀, имеющий гцк решетку, как и у Fe₅₀Mn₅₀ с близким параметром решетки [1].

В то же время, эпитаксиальные структуры Fe(001)/Fe₅₀Mn₅₀(001) практически не изучались из-за недостаточно хорошего совпадения кристаллической структуры слоев. Однако, они представляют интерес, так как в плоскости пленки появляются две эквивалентные оси легкого намагничивания (ОЛН) Fe[100] и [010], что приводит к новой, неизученной конфигурации обменной анизотропии на интерфейсе ФМ/АФМ.

Методика эксперимента

В данной работе методом импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме на подложках R-плоскости сапфира были выращены структуры Fe₅₀Mn₅₀(80-150нм)/Fe(40нм)/Mo(5нм)/R-sapp. Для исследования магнитного строения методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) из выращенных многослойных пленок по субтрактивной технологии были изготовлены дискретные структуры

в форме прямоугольников, кругов и крестов различных размеров в диапазоне 1 - 20 мкм и разных ориентаций относительно подложки. Субтрактивная технология включала травление пленки ионами Ag через Al маски, изготовленные на их поверхности электронной литографией. Для магниторезистивных измерений были изготовлены мостиковые структуры при помощи напыления через маску. Все образцы были отожжены в вакууме при температуре 250 °С, превышающей температуры для Fe₅₀Mn₅₀, в магнитном поле 1000 Э, направленном вдоль оси Fe[100], после чего медленно остывали, формируя однонаправленную анизотропию. Измерения сопротивления проводились при комнатной температуре по четырехточечной схеме на постоянном токе.

Метод расчета

Для подтверждения результатов МСМ измерений в расчетах предполагалась верная модель нескомпенсированной по спину поверхности антиферромагнетика на интерфейсе ФМ/АФМ. В случае, когда слой FeMn лежит сверху пленки Fe, были проведены микромагнитные расчеты с помощью программы OOMMF [2]. Рассчитывалась прямоугольная микроструктура Fe/FeMn размерами 1x2 мкм и толщиной слоя железа 40 нм. Ячейка счета имела размеры 5x5x5 нм. Антиферромагнетик моделировался двумя слоями толщиной в одну ячейку счета (5 нм) с жестко закрепленными спинами. Спины в одном слое были направлены в одну сторону,

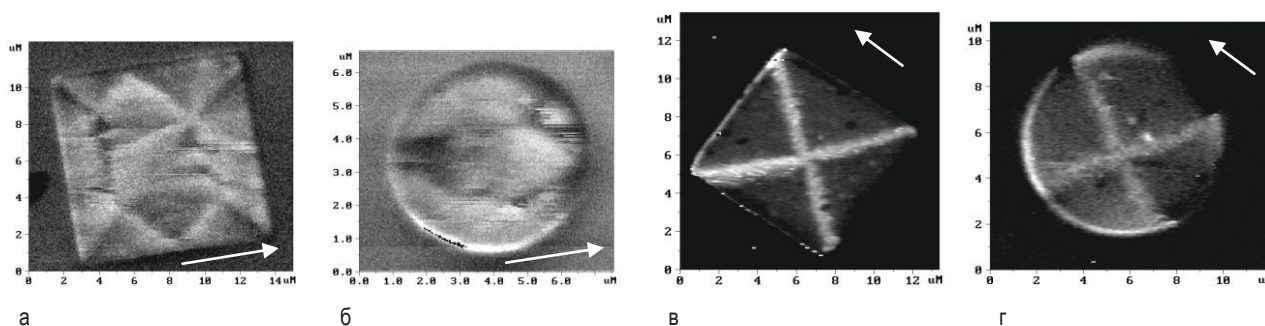


Рис. 1. МСМ изображения квадрата и круга Fe/Fe₅₀Mn₅₀/Mo/R-sapphire (а), (б) и Fe₅₀Mn₅₀/Fe/Mo/R-sapphire (в),(г). Стрелками обозначено направление поля при отжиге

образуя тем самым нескомпенсированную поверхность. Слои по спину были ориентированы противоположно друг другу. Вводилась константа обменного взаимодействия между слоями Fe/FeMn, равная 1×10^{-12} Дж/м, на порядок меньшая, чем у Fe. При моделировании разворачивалось внешнее магнитное поле, направленное вдоль короткой стороны прямоугольника. В качестве начальных условий в слое Fe задавалась магнитная структура типа "diamond", а в слое FeMn спины были ориентированы либо вдоль длинной стороны прямоугольника, либо вдоль короткой.

Результаты и обсуждение

Магниторезистивные измерения показали, что обменный сдвиг наблюдается в структурах Fe₅₀Mn₅₀/Fe/Mo/R-sapp, но не в структурах Fe/Fe₅₀Mn₅₀/Mo/R-sapp. МСМ измерения показали, что доменные структуры в двух этих случаях различны. В структурах, у которых слой Fe находится сверху FeMn, магнитные домены расположены так, что в плоскости пленки имеется только одна ОЛН, направленная перпендикулярно однонаправленной оси анизотропии, сформированной во время отжига. Такое магнитное строение может наблюдаться, если АФМ плоскость на интерфейсе ФМ/АФМ скомпенсирована по спину. Для других структур, в которых слой FeMn находился сверху слоя Fe, наблюдались две ОЛН. Их доменная структура была такой же, как и у эпитаксиальных структур их железа без верхнего слоя Fe₅₀Mn₅₀, но слегка искаженной из-за обменного поля на интерфейсе Fe₅₀Mn₅₀/Fe. Обменное поле было направлено вдоль магнитного поля, приложенного при отжиге. Его значение, найденное из МСМ измерений во внешнем магнитном поле было 35 Э, что близко к об-

менному сдвигу. Различие доменных структур объясняется тем, что эпитаксия слоя Fe на подслое Mo более высокого качества, чем на FeMn. Это влияет как на обменный сдвиг в магнитосопротивлении, так и на МСМ контраст.

Микромагнитные расчеты показали, что в случае, когда слой FeMn лежит сверху пленки Fe, при подстановке в расчет константы обменного взаимодействия между слоями ФМ/АФМ, на порядок меньшей, чем у Fe, получают такие же обменный сдвиг и, как в эксперименте, магнитные структуры, представляющие собой "сдеформированную" встроенным обменным полем доменную структуру однослойной пленки Fe.

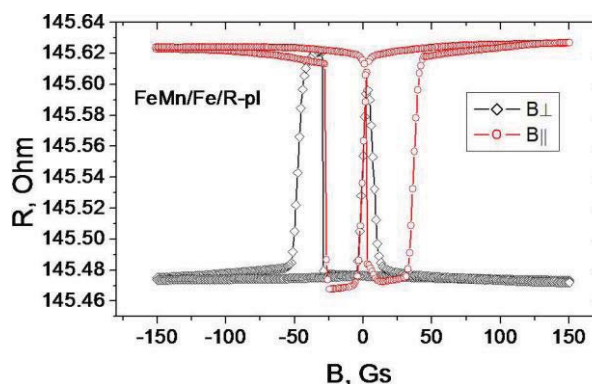


Рис. 2. Зависимости сопротивления мостика FeMn/Fe/Mo/R-sapphire от приложенного магнитного поля в перпендикулярном и параллельном мосту полях. Магнитное поле при отжиге было перпендикулярно мосту

Литература

1. A.V. Svalov, P.A. Savin *et al.* //AIP Adv. V. 3, 092104 (2013).
2. <http://math.nist.gov/oommf/>

Применение метода спектральной эллипсометрии для характеристики наноразмерных пленок с ферромагнитными слоями

Х. Хашим¹, С.П. Сингх¹, Л.В. Панина¹, Ф.А. Пудонин², И.А. Шерстнев², С.В. Подгорная¹, И.О. Шпетний³

¹ Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049.

² Физический институт им. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53б, Москва, 119991.

³ Сумский государственный университет, ул. Римского-Корсакова, 2, г. Сумы, Украина.

*hh@science.tanta.edu.eg, drlpanina@gmail.com

Введение

Тонкие пленки с магнитными слоями являются важным классом нано структурируемых материалов для применений в нанозлектронике и спинтронике. Технологические методы производства тонких пленок позволяют контролировать толщины слоев с точностью до нанометра. Однако свойства тонких пленок могут существенно отличаться от массивных материалов. Это связано со структурными параметрами, такими как размер кристаллитов, а также с качеством интерфейсов, промежуточных слоев и диффузии. Поэтому стоит задача контроля физических свойств отдельных слоев. Эллипсометрические методы являются перспективными для осуществления такого контроля, поскольку они позволяют производить измерения оптических параметров отдельных слоев (и растущего слоя) уже в процессе производства. Метод определения параметров основан на минимизации функционала, образованного путем сравнения экспериментальных данных и модельных расчетов. В случае магнитных пленок имеет смысл объединение двух подходов: традиционной эллипсометрии и магнитооптики (МО) [1-2]. При этом для модельных расчетов может быть использован общий подход в рамках представлений матричной оптики. В данной работе исследуются оптические параметры и процессы намагничивания двухслойных и трехслойных пленок типа Cr/NiFe, Al/NiFe, Cr/Ge/NiFe на сеталовой подложке для различных толщин слоя Cr и Al. При увеличении толщины Cr от 2 до 20 нм возможно изменение знака эффективного магнитооптического параметра. Значение коэрцитивности кривой намагничивания пленок также зависит от толщины верхнего слоя. Продемонстрирована возможность одновременного определения толщин отдельных нанослоев и их комплексных показателей преломления.

Материалы и методика измерений

Для получения двух- и трехслойных пленок методом термического испарения в вакууме использовалась установка ВУП-5М (вакуумный универсальный пост). Образцы получали методом послойной конденсации. После осаждения нижнего слоя из пермаллоя марки 79НМ или 50Н образцы на подложке отжигались в вакууме до температуры $T=550$ К для получения более структурно совершенных образцов. После охлаждения образцов до комнатной температуры наносился следующий слой. Дальнейший отжиг не проводился, чтобы исключить процессы термодиффузии атомов между слоями. Для измерения толщины пленок использовали метод кварцевого резонатора.

Эллипсометрические параметры измерялись с помощью спектрального эллипсометра (эллипс 1918) на основе статической измерительной схемы в диапазоне длин волн 350-1000 нм. Магнитооптические измерения проводились в экваториальной конфигурации (внешнее магнитное поле и намагниченность параллельны плоскости пленки и перпендикулярны плоскости падения света) по изменению интенсивности р-поляризованного света на длине волны 632 нм.

Результаты и обсуждение

Эллипсометрические параметры определяются как комплексное отношение коэффициентов отражения r_p, r_s для р- и s- поляризованного света, соответственно: $\rho = r_p/r_s = \tan \psi \exp i\Delta$. Спектры параметра ψ для пленок Cr/NiFe/сетал представлены на Рис.1 для различной толщины слоя Cr. Эти спектры используются для определения комплексного коэффициента преломления слоев ($\tilde{n} = n + ik$) методами

подгонки, при этом использовалась аппроксимация Cauchy-Urbach. Спектры n, k для тонких пленок Cr и пермаллоя представлены на Рис.2. С точностью до 10% полученные данные согласуются с результатами работы [2]. Это свидетельствует о зависимости оптических параметров тонких слоев от особенностей формирования кристаллической структуры в процессе производства.

Далее исследовались кривые намагничивания МО методом. Для исследуемых образцов изменение знака МО константы при увеличении толщины Cr было обнаружено экспериментально. Моделирование МО отклика с использованием определенных оптических параметров также не указывает на возможность изменения знака. Коэрцитивность может значительно зависеть от толщины верхнего немагнитного слоя, как показано на Рис. 3 для системы Cr/Ge/NiFe.

В заключение отметим, что эллипсометрические и МО методы исследования многослойных пленок с ферромагнитными слоями позволяют определить как оптические параметры отдельных слоев, так и влияние немагнитных слоев на процессы намагничивания.

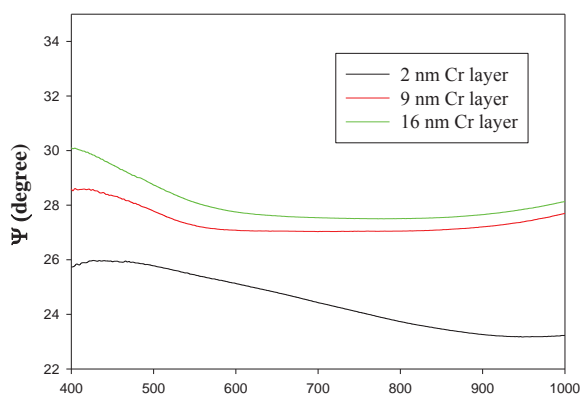


Рис. 1. Спектры эллипсометрического параметра ψ для системы Cr/NiFe/сепал для различных значений толщины слоя Cr

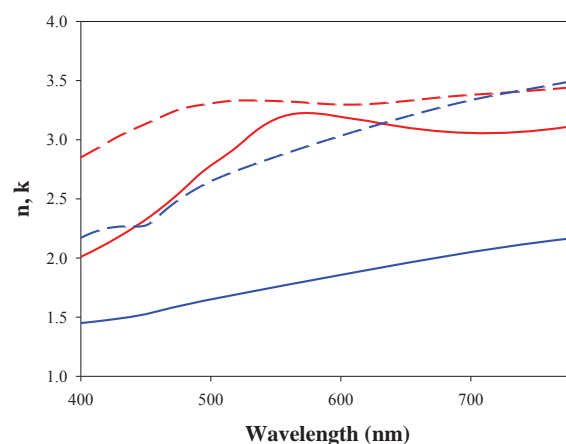


Рис. 2. Спектры оптических параметров, определенные по эллипсометрическим данным Рисунка 1

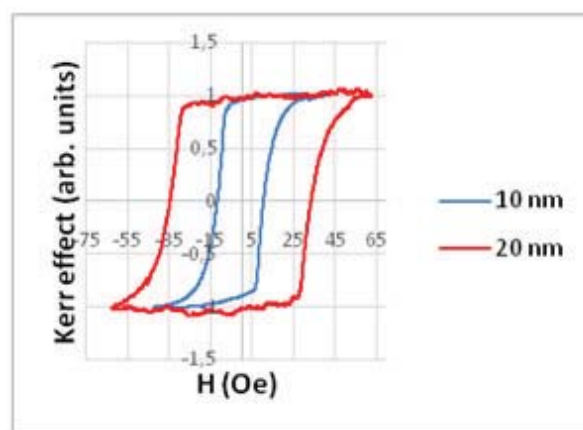


Рис. 3. Кривые намагничивания системы Cr/Ge(2 nm)/Permalloy 50H для различных толщин Cr

Литература

1. S.Visnovsky, R.Lopusnik, M.Bauer, J.Bok, J.Fassbender, B.Hillebrands// Optics express, 9, pp.121-126 (2001)
2. G. Neuber, R. Rauer, J. Kunze, J. Backstrom, M.Rubhausen// Thin Solid Films , 455 –456, pp. 39–42 (2004).

Применение метода рентгеновской дифрактометрии скользящего падения для исследования пленок тантала

П.А. Юнин^{1,2,*}, Ю.Н. Дроздов^{1,2}, Н.С. Гусев¹, В.А. Григорьев²

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижегородская обл., д. Афонино, ул. Академическая, д. 7, 603087.

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, проспект Гагарина, д. 23, 603950.

*yunin@ipmras.ru

Методами XRR и GIXRD проведены исследования поликристаллических пленок тантала, полученных методом магнетронного распыления на подложке кремния. Измерены зависимости углового положения и интегральной интенсивности дифракционного пика Ta(110) от угла падения первичного пучка. Показано, что эти результаты можно использовать для определения материальных констант (δ , β) и толщины пленки тантала в том случае, когда XRR измерения невозможны.

Метод рентгеновской дифрактометрии в геометрии скользящего падения (Grazing Incidence X-ray Diffractometry, GIXRD) широко используется для анализа тонких поликристаллических пленок. Сочетание его вместе с методом малоугловой рентгеновской рефлектометрии (X-ray Reflectometry, XRR), реализуемом на той же приборной базе, дает возможность проводить для тонких пленок и многослойных структур неразрушающее профилирование по глубине не только плотности, но и фазового состава, структурных свойств [1-3]. Комплексное использование этих методов особенно актуально при исследовании механизмов напыления, кристаллизации и окисления тонких поликристаллических пленок. Корректное профилирование свойств пленок по глубине требует разработки соответствующей методики GIXRD измерений, учитывающей реальные характеристики образцов. Данная работа посвящена оптимизации метода GIXRD для анализа поликристаллических пленок тантала.

В качестве объекта для исследования в данной работе были выбраны пленки тантала на подложке кремния, полученные в ИФМ РАН методом магнетронного распыления. GIXRD и XRR эксперименты проводились на лабораторном рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover. XRR измерения проводились ω -2 θ сканированием со щелями 0,1 мм на первичном пучке и перед детектором. Для GIXRD щель на первичном пучке выбиралась различной, а перед детектором была установлена щель Соллера с угловой апертурой 0,2°. Угол падения α первичного пучка на образец фиксировался, сканирование осуществлялось детектором по углу 2 θ .

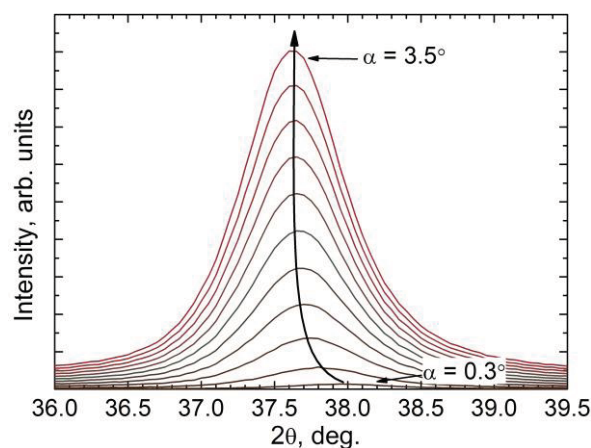


Рис. 1. Серия 2 θ -сканов дифракционного пика Ta(110) для пленки 89 нм Ta/Si при разных углах α падения первичного пучка на образец от 0,3° до 3,5°

На рис. 1 приведены фрагменты нескольких GIXRD 2 θ -сканов пленки тантала толщиной 89 нм (по данным XRR измерений), представлена область в окрестности дифракционного пика Ta(110). Сканы проводились при различных углах α падения первичного пучка в интервале от 0,3° до 3,5° с шагом 0,1°. Латеральные размеры образца составляли 20×20 мм, сечение первичного пучка – 12×0,6 мм. На рис. 1 явно виден сдвиг углового положения дифракционного пика Ta(110) при малых углах падения первичного пучка. Связывать этот сдвиг с деформацией в поверхностных слоях пленки было бы ошибочно. Сдвиг пика объясняется значительным эффектом преломления при углах падения близких к критическому [2-4]:

$$\Delta 2\theta = \alpha - \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\alpha^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2 + (\alpha^2 - 2\delta)} \quad (1)$$

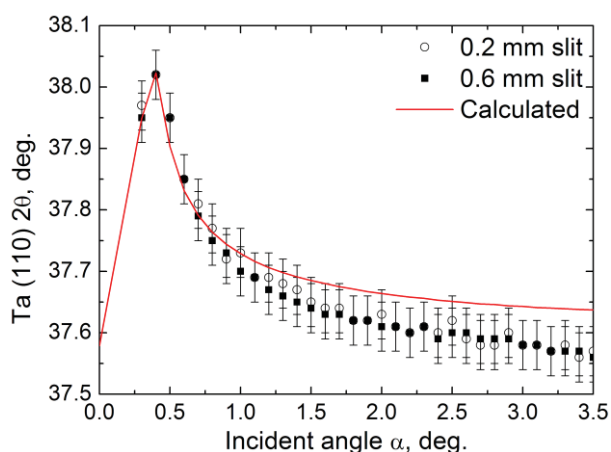


Рис. 2. Зависимость углового положение пика Ta(110) от угла α при разных ширинах щели на первичном пучке. Линия – расчет по выражению (1)

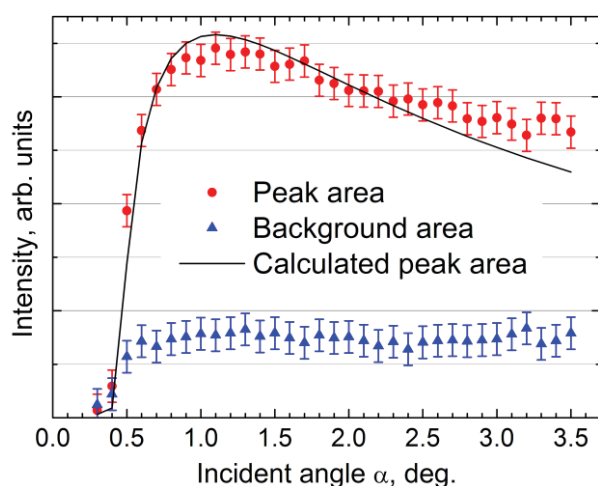


Рис. 3. Зависимость интегральных интенсивностей пика Ta(110) и фона от угла α при ширине щели на первичном пучке 0,2 мм. Линия – расчет по выражению (2)

На рис. 2 приведена зависимость углового положения пика Ta(110) от угла падения первичного пучка. Экспериментальные точки получены при съемках со щелями 0,2 и 0,6 мм на первичном пучке. Также на рисунке показана зависимость положения пика от угла падения, рассчитанная с учетом поправки (1). При этом константы δ и β взяты табличными для объемного Ta, а угол дифракции 2θ , к которому добавлялся сдвиг (1), составляет $37,6^\circ$. Видно, что поправка на преломление вносит заметный вклад (до $0,4^\circ$) в сдвиг пика. С профилем деформации связано различие между рассчитанными и экспериментальными значениями 2θ Ta(110), наблюдающееся при увеличении угла падения.

Для корректного профилирования свойств тонких пленок и многослойных структур методом GIXRD важно также учитывать зависимость интенсивности регистрируемого дифракционного отражения от

угла падения первичного пучка. Так, на рис. 3 приведены зависимости интегральной интенсивности пика Ta(110), а также фона, от угла падения, полученные со щелью 0,2 мм на первичном пучке. Видно, что интегральная интенсивность дифракционного пика имеет максимум. Оптимальный для записи дифрактограммы угол падения, обеспечивающий наилучшее соотношение сигнал-фон, будет определяться как толщиной и коэффициентом преломления (δ , β) пленки, так и размерами образца и первичного пучка. На основе литературных данных, было предложено следующее выражение для зависимости интенсивности дифракционного отражения от угла падения [1, 3]:

$$I(\alpha) = K \cdot T(\alpha) \cdot \frac{1}{\sin(\alpha)} \cdot \frac{\tau(\alpha, n)}{2} \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{-2h}{\tau(\alpha, n)}\right) \right] \quad (2)$$

Здесь K это множитель интенсивности, $T(\alpha)$ – коэффициент прохождения излучения в пленку, описывающий полное внешнее отражение, $\tau(\alpha, n)$ – глубина проникновения излучения, зависящая как от угла падения, так и от коэффициента преломления, h – толщина пленки. Видно, что выражение (2) хорошо описывает экспериментальные данные на рис. 3 и может быть использовано для предварительного расчета оптимального угла падения для анализа пленки известной толщины.

Учет рассмотренных факторов, влияющих на положение пика и интенсивность дифракционного отражения, необходим для корректного профилирования свойств тонких пленок методом GIXRD. В дальнейшем планируется ввести в (2) учет геометрических и инструментальных факторов, а так же текстурирования кристаллитов пленки и обобщить метод для анализа многослойных магнитных систем с подслоями тантала. Кроме того, подгонка выражений (1) и (2) к соответствующим экспериментальным данным может быть использована для определения материальных констант (δ , β) и толщин тонких пленок в том случае, когда XRR измерения невозможны.

Литература

1. P. Colombi, et.al., Spectrochimica. Acta B, 62, 554 (2007).
2. P. Colombi, et.al., J. Appl. Cryst., 39, 176 (2006).
3. Z. Matej, et.al., Zeitschrift für Kristallographie Supplements, 30, 157 (2009).
4. T. Noma, et.al., X-Ray Spectrom. 28, 433 (1999).

Секция 4

**Зондовая микроскопия:
измерения и технологии атомарного
и нанометрового масштаба**

Role of interfacial sulfur hybridization on the band gap reduction of atomically thin MoS₂

A.V. Putilov^{1, 9, *}, D.J. Trainer¹, C.Di Giorgio¹, T. Saari², B. Wang³, M. Wolak¹, R.U. Chandrasena¹, C. Lane³, T.-R. Chang⁵, H.-T. Jeng^{5, 6}, H. Lin^{4, 7}, F. Kronast⁸, A.X. Gray¹, X.X. Xi¹, J. Nieminen^{2, 3}, A. Bansil³, M. Iavarone¹

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

² Department of Physics, Tampere University of Technology, Tampere, Finland

³ Physics Department, Northeastern University, Boston MA 02115, USA

⁴ Centre for Advanced 2D Materials and Graphene Research Centre, National University of Singapore, Singapore 117546

⁵ Department of Physics, National Tsing Hua University, Hsinchu 30013, Taiwan

⁶ Institute of Physics, Academia Sinica, Taipei 11529, Taiwan

⁷ Department of Physics, National University of Singapore, Singapore 117546

⁸ Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie, Albert-Einstein Straße 15, 12489 Berlin, Germany

⁹ Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Russia 607680

*alputilov@ipmras.ru

We report on a study of highly crystalline islands of MoS₂ grown via chemical vapor deposition synthesis technique. Using high resolution scanning tunneling microscopy and spectroscopy we investigate the electronic properties of MoS₂ islands as a function of the number of layers and find that the valence band edge shifts as a function of the layer number. Green's function based electronic structure calculations are carried out in order to shed light on the mechanism underlying the observed bandgap reduction and valence band shift with increasing thickness, and the role of the interfacial Sulfur atoms is clarified.

Two-dimensional (2D) transition metal dichalcogenides (TMDs) are layered materials typically composed of planar sheets with strong in-plane bonds and with layers weakly bound by van der Waals interactions. In this work we report a systematic study of the evolution of electronic properties of ultrathin MoS₂ films as a function of layer number [1]. We utilize STM/STS measurements in order to address nanoscale properties of MoS₂ and adduce fundamental information relevant for applications. Experimental data are modeled within a tight-binding framework to unfold the mechanism responsible for reduction in the band gap with film thickness.

Methods and results

Scanning tunneling microscopy and spectroscopy (STM/STS) measurements are carried out using an Unisoku STM with PtIr tip in an ultra-high vacuum ($<10^{-11}$ Torr) at $T=4.2$ K. Prior to measurements all samples were degassed at 300°C and 10^{-10} Torr for 3 hours. The STM images were recorded in constant current mode with tunneling current of 10–300 pA. An average of 50 I - V curves are acquired at each location, and curves from different locations within the same layer were averaged to obtain the dI/dV conductance spectra by numerical derivative.

Figures 1(a,b) show large-scale STM topographies of stacked MoS₂ sheets on HOPG. Atomic resolution STM images taken on the substrate and MoS₂ terraces allow to distinguish MoS₂ and HOPG substrate. In order to elucidate the thickness-dependent electronic properties of MoS₂, local STS measurements were performed on the first three layers in Figures 1(a,b). On dI/dV curves shown in Figure 1(c) the edge of the valence band maximum (VBM) on the first MoS₂ layer is located at 1.79 eV below the Fermi level (E_F), and the conduction band minimum (CBM) is located at 0.27 eV above the E_F . The spectra show a reduction of the band gap as the thickness increases which is mostly due to a shift of the valence band edge from -1.79 eV to -1.62 eV from the monolayer to the bilayer, while the transition from two to three layers presents a more subtle decrease. The conduction band edge remains fixed at $+0.27 \pm 0.05$ eV.

The computational studies of STS/STM experiments were performed within the framework of a realistic, Slater-Koster type tight-binding model Hamiltonian in which the overlap amplitudes were obtained through fits to first-principles band structures of one- and several-layer thick MoS₂ films using WANNIER90 and VASP codes. The Hamiltonian faithfully reproduces dispersions of ab-initio valence and conduction bands

and the associated wave functions and orbital characters. Special care was taken to ensure that our Hamiltonian correctly captures the evolution of the dispersions, orbital characters and spin-splitting around the VBM and the CBM as the film transitions from a direct to an indirect gap with increasing thickness.

Band structure computations show that band gap changes abruptly as we go from one to two layer MoS₂ film. In the one layer system, the band gap is direct at the K-point, but for two or more layers, the band gap becomes indirect as the valence bands move to higher energies at Γ -point. The fundamental mechanism responsible for the dependence of the spectral gap on layer thickness becomes obvious when we consider contributions of different orbitals to the electronic states in the vicinity of the E_F . In the one-layer film, the maximum of the valence band at the K point has a distinct Mo d_{xy} and $d_{x^2-y^2}$ orbital character, while the states at the Γ -point have a strong Mo d_{z^2} -character mixed with S- p_z orbitals. In the two-layer system, on the other hand, the orbitals of interfacial S atoms overlap with each other, making the states at Γ -rehybridize. The surface and interface S atoms contribute to different bands: the top of the valence band at the Γ -point now originates from the interfacial S and the adjoining Mo atoms, while the surface S atoms contribute only weakly to the top of the valence band.

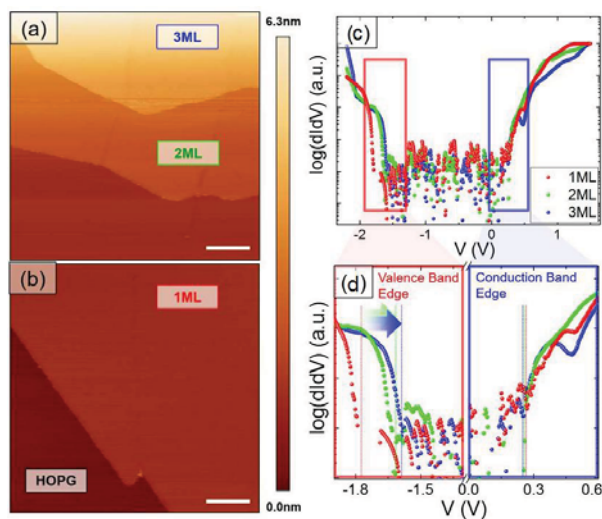


Fig. 1. STM/STS characterization of MoS₂ films. (a) and (b) STM topography showing terraces of MoS₂, the underlying graphite can be seen in the bottom part of (b). The scale bar represents 50 nm. (c) STS spectra reveal a reduction in the band gap with increasing layer number (set point: $V=+1.5$ V, $I=200$ pA). (d) Valence and conduction band edges in panel (c) are magnified to highlight their evolution with layer number

Conclusion

In this high-resolution STM/STS study, we have investigated the intrinsic electronic properties of atomically thin MoS₂ layers. The electronic band gap of the single layer MoS₂ is determined to be 2.06 eV by STS spectra taken at 4.2 K, and it is suppressed by approximately 0.17 eV in the bilayer. The band gap decrease is mostly due to a valence-band-edge shift. Parallel computational modeling of the electronic structure of the films and the associated STS spectra reveals that the interfacial S atoms are mainly responsible for the change in band structure and the observed shift of the valence band edge.

This work was supported primarily by the Center for the Computational Design of Functional Layered Materials, an Energy Frontier Research Center funded by the US Department of Energy, Office of Science, Basic Energy Sciences under Award #SC0012575 (STM measurements, AFM measurements, thin films growth and computations applied to layered materials). A.X.G. and R.U.C. acknowledge support from the US Army Research Office, under Grant No. W911NF-15-1-0181 (XPEEM and μ -ARPES). We acknowledge Helmholtz-Zentrum Berlin for the use of the synchrotron radiation beamtime at beamline UE49 of BESSY II. C.D.G. acknowledges the support from MIUR (Ministry of Education, Universities and Research of the Italian Government). This work benefited from the resources of Institute of Advanced Computing, Tampere. T.S. is grateful to Väisälä Foundation for financial support. H.L. acknowledges the Singapore National Research Foundation for the support under NRF Award No. NRF-NRFF2013-03. The work at Northeastern University was supported by the US Department of Energy (DOE), Office of Science, Basic Energy Sciences grant number DEFG02-07ER46352 (core research), and benefited from Northeastern University's Advanced Scientific Computation Center (ASCC), the NERSC supercomputing center through DOE grant number DE-AC02-05CH11231, and support (applications to layered materials) from the DOE EFRC: Center for the Computational Design of Functional Layered Materials (CCDM) under DE-SC0012575.

References

1. D.J. Trainer, A.V. Putilov, C. Di Giorgio *et al.* // *Sci. Rep.*, accepted for publication (2017)

Variations in the work function of stressed suspended graphene assessed by vacuum Kelvin probe force microscopy

A. Volodin

KU Leuven, Afdeling Vaste-stoffysica en Magnetisme, Celestijnenlaan 200D, BE-3001 Leuven, Belgium

*Alexander.Volodin@fys.kuleuven.be

We report on work function measurements on graphene, which is exfoliated over a predefined array of wells in silicon oxide, by Kelvin probe force microscopy operating in vacuum. The obtained graphene sealed microchambers can support large pressure differences, providing controllable stretching of the nearly impermeable graphene membranes. These measurements allow detecting variations of the work function induced by the mechanical stresses in the suspended graphene where the work function varies linearly with the strain and changes by 62 ± 2 meV for 1 percent of strain.

Graphene with its atomic thickness displays remarkable fundamental electronic and mechanical properties, and obviously has very promising prospects in creating a new generation of electronic devices and circuitry. The ultimate goal is to build all-graphene circuits. Such a unique feature of graphene as the influence of mechanical strains on its electronic properties may turn out to be crucial in achieving this goal [1]. Appropriately designed graphene strain patterns (GSPs) should then provide the backbone of all-graphene based circuits. Mapping of the work function (WF) distribution by Kelvin probe force microscopy (KPFM) in such graphene structures is important to understand the relation between mechanical strains in graphene and its electronic properties. In addition to the ability of this scanning probe technique to map the WF of GSPs, which typically have micrometer and submicrometer sizes, it allows obtaining *in situ* crucial information about the GSP topography. It is clear that the WF of graphene is very sensitive to the presence of the substrate and contaminants adsorbed on the surface. Therefore, to accurately and reliably determine the WF values it is required to perform the measurements on clean suspended graphene in vacuum.

Here we report on WF measurements on graphene exfoliated over a predefined array of holes in a silicon oxide layer performed by KPFM operating in vacuum. These measurements allow establishing the intrinsic WF variation induced by the mechanical stresses in the suspended graphene.

Experiment

In-vacuum KPFM measurements were performed with a customized MultiMode Nanoscope microscope

(Bruker) placed in a vacuum chamber and operated by a Nanonis SPM controller (SPECS). The topography and contact potential (CP) in vacuum are measured employing frequency modulation (FM) based detection. Commercially available NCSTR probes from NanoAndMore GmbH ($k \approx 3\text{--}5$ N/m) were used.

The graphene monolayer sheets are mechanically exfoliated over a predefined array of $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ square holes ($3 \mu\text{m}$ pitch, $0.3 \mu\text{m}$ depth) etched into the Si/SiO₂ (300 nm) wafer. Figure 1(a) presents an example of an AFM image of graphene flakes deposited over square holes. The deposited graphene flake is clamped on all sides by the van der Waals force between the graphene and the SiO₂, creating sealed 0.3 attoliter volumes of confined air (Fig. 1(b)). Graphene flakes are known to be impermeable and able to support large pressure differences [2].

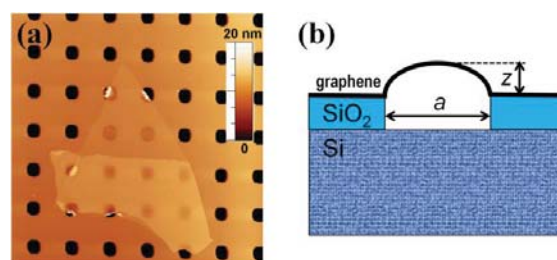


Fig. 1. (a) $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ AFM image of graphene flakes deposited over square holes etched into the 300 nm thick SiO₂ layer on top of a Si wafer. (b) Schematic view of a graphene sealed microvolume.

We used the controllable pressure induced strain in a graphene sheet to measure the strain-induced CP variations. A significant pressure difference of about 101 kPa is created across the flake when the sample is placed in vacuum, causing it to stretch (Fig. 2(a)).

Results

Examples of three-dimensional AFM topography and KPFM images are shown in Fig. 2. These results unambiguously demonstrate that the changes of the CP and of the associated WF become larger for more strained graphene. It is noteworthy that in a completely relaxed state 3 (Fig. 2(c)) some CP contrast of the suspended graphene flake above the square structure region is still clearly visible (Fig. 2(d)). We attribute this to the WF difference between the suspended graphene and the graphene supported on the SiO₂ layer [3].

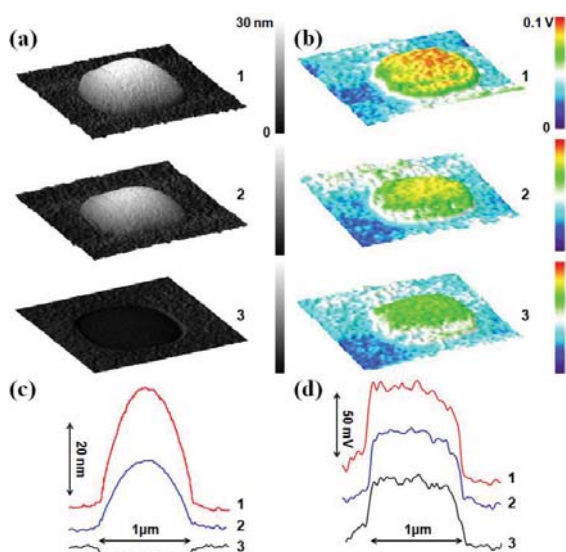


Fig. 2. (a) $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ AFM topography images of a strained graphene membrane: An image after establishing the vacuum (1), an image acquired 17 h after initiating the vacuum (2), and an image acquired 48 h after initiating the vacuum which corresponds to a completely relaxed state of the membrane (3). (b) The KPFM images of the same. (c) The AFM and (d) the KPFM line profiles taken through the center of the graphene sealed microvolume. Profiles 1–3 in (c) and in (d) correspond to the sequentially obtained images 1–3 in (a) and in (b).

The deformations associated with the buckled graphene sheets can be easily converted into the corresponding strains ε . For the case of small deflection z where $z \ll a$ (a is the size of the holes, see Fig. 1(b)), we obtain from simple geometrical considerations: $\varepsilon \approx 8z^2/3a^2$. The stress dependence of the CP values can be obtained by performing a histogram analysis of the KPFM data over an area enclosing the supported flat and buckled suspended parts of the graphene flakes acquired at different air pressure inside the microvolume. The 2 peaks in the histograms correspond to the CP values of the supported and of the stressed, suspended parts of the graphene flake (Fig. 3(a)). The histograms clearly indicate the presence of a shift of the

peaks associated with the deformed graphene membrane. The pressure-induced variation $\Delta\Phi$ of the WF as a function of the graphene membrane deformation z converted into the corresponding strain ε is presented in Fig. 3(b). The $\Delta\Phi(\varepsilon)$ plot in Fig. 3(b) reflects the results of the histogram based analysis of the KPFM data acquired for 3 different graphene sealed microvolumes. Although our measurements are related to a small strain interval we can conclude that the WF $\Phi(\varepsilon)$ of suspended graphene increases linearly with the strain and is characterized by a coefficient $\Delta\Phi(\varepsilon)/\varepsilon = 62 \pm 3 \text{ meV}/\%$ [4].

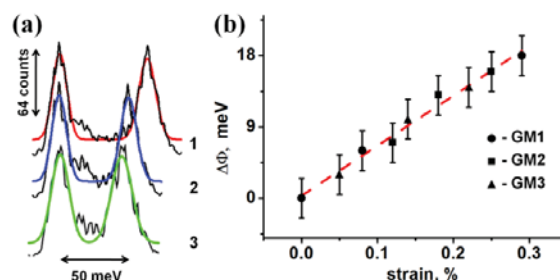


Fig. 3. The stress dependence of the average CP values of a graphene flake. The histograms in (a) present the distribution of the CP values for the supported and the suspended, strained parts of the graphene flake in Fig. 2. The histograms are inferred from the areas presented in the KPFM images (Fig. 2(b)). The solid lines are double-peak fits using Gaussian distributions. (b) The work function variation of suspended monolayer graphene as a function of the strain obtained for 3 different graphene sealed microvolumes GM1–GM3.

In conclusion, the work function has been found to increase as strain increases over bulges in the graphene layer which are created in the graphene-sealed microchambers. For monolayer graphene, the work function variation reaches $18 \pm 3 \text{ meV}$ under a strain of 0.3%.

References

1. V.M. Pereira and A.H. Castro Neto // *Phys. Rev. Lett.* V. 103, 046801 (2009).
2. J.S. Bunch, S.S. Verbridge, J.S. Alden, A.M. van der Zande, J.M. Parpia, H.G. Craighead, P.L. McEuen et al. // *Nano Lett.* V. 8, 2458 (2008).
3. O. Leenaerts, B. Partoens, F.M. Peeters, A. Volodin and C. Van Haesendonck // *J. Phys.: Condens. Matter* V. 29, 035003 (2017).
4. A. Volodin, C. Van Haesendonck, O. Leenaerts, B. Partoens, and F.M. Peeters // *Appl. Phys. Lett.* submitted (2017).

Начальные стадии окисления Ag(111)

Б.В. Андрущекин, В.М. Шевлюга, Т.В. Павлова, Г.М. Жидомиров, К.Н. Ельцов

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

andrush@kapella.gpi.ru

Установлено, что в случае адсорбции кислорода на серебре сначала происходит формирование локальных приповерхностных структур глубиной два-три атомных слоя и только после создания насыщенного покрытия такими структурами, может начаться формирование двумерных оксидов. Для грани Ag(111) нами получено определенное подтверждение (Phys. Rev. Lett. 117 (2016) 056101); для других граней имеющиеся разрозненные данные могут быть интерпретированы таким же образом.

Адсорбция O₂ при 430 К

Было установлено, что адсорбция молекулярного кислорода на поверхность Ag(111) приводит к формированию массива объектов, визуализирующихся в СТМ как черные точки (Рис.1). По мере повышения степени покрытия концентрация темных точек растет, достигая концентрации 0.1 МС (монослой) при насыщении.

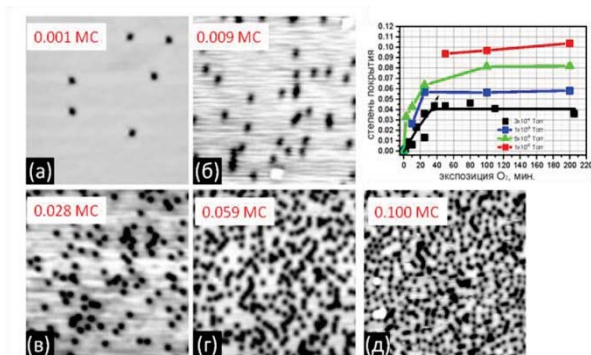


Рис. 1. СТМ изображения ($187 \times 187 \text{ \AA}^2$, 77 К) поверхности Ag(111), окисленной при 430 К (давление кислорода 0.1 Торр), соответствующие различным степеням покрытия. В верхнем правом углу показаны адсорбционные кривые, полученные для различных значений парциального давления кислорода

При определенном состоянии иглы СТМ, мы смогли получить СТМ-изображения с атомным разрешением, на которых объекты на окисленной поверхности Ag(111) визуализируются как трилистники, а не черные точки (см. рис.2а). Наличие атомного разрешения позволило поставить под сомнение интерпретацию черных точек как отдельных атомов кислорода, хемосорбированных на поверхности Ag(111) [1,2]. Важное заключение связано с положением центра трилистника. В соответствии с СТМ изображением, показанным на рис. 2б, он точно соответствует положению атома в верхнем слое Ag(111). Следовательно, в рамках общепринятой ранее модели атом кислорода должен занимать положение над атомом серебра, под-

поверхностное положение типа тетра- или заполнить вакансию в верхнем слое подложки.

Согласно ТФП расчетам, конфигурация над атомом не соответствует локальному минимуму. После оптимизации координат, атом кислорода переходит в наиболее выгодное положение типа ГЦК (адсорбция энергия -0.67 эВ на атом). Подповерхностное положение тетра- и положение в вакансии также оказались менее выгодными, чем положение ГЦК. Теоретические СТМ-изображения, построенные для обоих случаев, не согласуются с экспериментом, так как они содержат единичные либо яркое, либо темное пятно. Кроме того, наличие двух типов трилистников с различной ориентацией не может быть объяснено в рамках модели, подразумевающей наличие единственного атома кислорода в объекте.

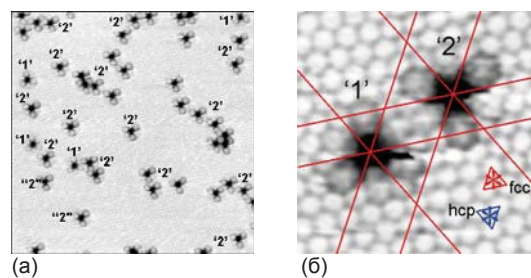


Рис. 2. Адсорбция кислорода на поверхность Ag(111), 430 К (атомное разрешение)

Для идентификации полученных объектов мы провели комплексное моделирование структур с использованием квантово-химических расчетов методом функционала плотности. Было установлено, что наиболее выгодные конфигурации содержат шесть атомов кислорода вокруг вакансии в верхнем слое Ag(111). Наиболее выгодная конфигурация (модель ГПУ-окта) содержит вакансию в слое серебра, а также три атома кислорода в ГПУ положениях и три атома кислорода в приповерхностной окта позиции. Полное покрытие атомами кислорода, таким образом, оказывается в 6 раз больше, чем в

предыдущих моделях, и составляет в насыщении 0.6 мс.

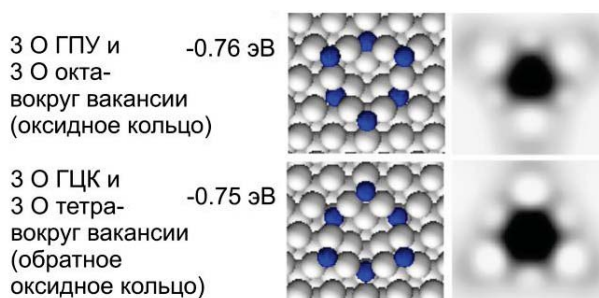


Рис. 3. Результаты ТФП-моделирования «трилистников», наблюдаемых на окисленной поверхности Ag(111). Показаны две оптимальные структуры и их теоретические СТМ изображения

Обнаруженная нами структура может быть интерпретирована как локальный поверхностный оксид. Дополнительными аргументами в пользу такой интерпретации свидетельствует тот факт, что колебательные моды, вычисленные для конфигурации ГПУ-окта (55 мэВ and 58-61 мэВ), сравнимы с характерными колебаниями в оксиде AgO: 53 мэВ, 58 мэВ and 61 мэВ. А колебательные моды, вычисленные для конфигурации ГЦК-тетра (49-54 мэВ, 59-61 мэВ, 66-67 мэВ) сравнимы с характерными колебаниями в оксиде Ag₂O: 53 мэВ, 61 мэВ, 66-67 мэВ.

Адсорбция O₂ при 300 К

Нам удалось установить, что при адсорбции молекулярного кислорода на поверхность Ag(111) при комнатной температуре на первой стадии происходит формирование локального оксида (см. рис.4а).

На второй стадии формируется массив поверхностных объектов высотой 1.0-1.5 Å и размером 3 × 8 Å, которые могут быть объяснены образованием, как поверхностных карбонатов, так и поверхностных

оксидных структур (Рис.4б-е). Нельзя также исключать их сосуществование. Установлено, что при адсорбции O₂ при комнатной температуре формирования хемосорбированного слоя из атомов кислорода и реконструкции p(4×4) не происходит.

Кроме того, показано, что переход 530 эВ → 528 эВ, наблюдавшийся в работах по O 1s спектрам РФЭС [3-4] при нагреве окисленной поверхности Ag(111) до 500 К, может быть связан с формированием областей с реконструкцией p(4×4).

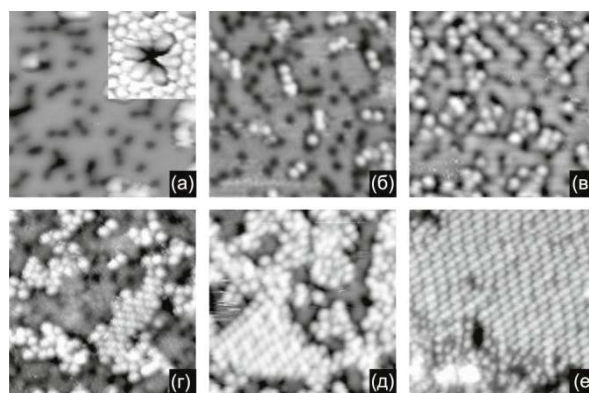


Рис. 4. СТМ изображения (77 К, 110×110 Å²) поверхности Ag(111) после воздействия молекулярного кислорода при давлении 1 Торр и температуре образца 300 К: (а) 5 мин.; (б) 10 мин.; (в) 20 мин.; (г) 60 мин.; (д) 120 мин.; (е) 240 мин. Вставка к (а) демонстрирует СТМ изображение отдельной темной точки из (а), записанное с атомным разрешением

Работа была поддержана Российским Научным Фондом (РНФ) в рамках гранта № 16-12-1054.

Литература

1. C.I. Carlisle et al. // Surf. Sci. V. 470, 15 (2000).
2. A. Michaelides et al. // Chem. Phys. Lett. V. 367, 344 (2003).
3. C. Heine et al. // Surf. Sci. V.652, 51 (2016).
4. V.I. Bukhtiyarov et al. // J. Chem. Phys. V. 11, 2169 (1999).

Реакция живых клеток на фармакологические препараты: проявление с помощью СЗМ

А.В. Анкудинов^{1,2,*}

1 ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021..

2 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

*alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru

Рассмотрены возможности сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) для анализа рельефа и механических свойств живых клеток. Представлены результаты СЗМ исследований фибробластов сердца, сенсорных нейронов дорзальных ганглиев, эритроцитов, эндотелиальных клеток кровеносных сосудов.

Введение

Исследователей живых клеток с помощью сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ), безусловно, привлекает рост скорости потока и количественного уровня данных, а также однозначность в их интерпретации. Это учитывается разработчиками новых, квазистатических режимов работы СЗМ: PeakForce QNM (Quantitative Nanomechanical property Mapping), Bruker; гибридного (HybriD Mode), НТ-МДТ. В них СЗМ, производя поточечные измерения силовых кривых, картирует наномеханические свойства образца: рельеф, деформацию (индентацию), модуль Юнга, силу адгезии, неупругие потери энергии в нагрузочно-разгрузочном цикле. Важно, что разработаны [1] аналитические модели индентации, существенно корректирующие значение модуля Юнга в актуальном для многих экспериментов случае, когда глубина индентации сравнима с толщиной мягкого образца на твердой подложке. Важно также, что исследования можно проводить в условиях, максимально приближенных к физиологическим, т.е. в жидкости и при температуре 37°C, а повреждения клетки в результате зондирования минимизируются, поскольку в поточечных измерениях, также как в тэппинг режиме, деструктивные латеральные силы подавлены. Эти возможности были использованы в наших экспериментах, нацеленных, в конечном итоге, на выявление с помощью СЗМ реакции живых клеток на фармакологические препараты.

В докладе представляются результаты, частично опубликованные в работах [2–6]. Изучались находящиеся в водной питательной среде и закрепившиеся на подложке фибробласты сердца и сенсор-

ные нейроны дорзальных ганглиев куриных эмбрионов, крысиные эритроциты, эндотелиальные клетки кровеносных сосудов мышей.

Результаты

Для экспериментов с фибробластами [2] использовались два типа зондов: стандартные, с радиусом закругления кончика согласно спецификации 2–12 нм; и специальные, с закрепленным на кончике SiO₂ шариком калиброванного радиуса 325 нм [7, 8]. Установлено, что независимо от выбранного типа зонда, средняя максимальная высота фибробласта остается на уровне ≈ 1.7 мкм, а средняя жесткость контакта зонда с клеткой составляет ≈ 16.5 мН/м. Результат проявляет неожиданную особенность устройства фибробласта, заключающуюся в том, что по отношению к внутреннему содержимому клетки ее внешние слои ведут себя как жесткая оболочка, которая продавливается зондом на глубину, зависящую только от величины нагрузки.

По аналогии с фибробластами были проверены живые эндотелиальные клетки (ЭК). Использовались только стандартные острые зонды. Для фиксированной пиковой силы (1 нН) мы сравнивали деформацию ЭК при прямом контакте с ядром и при контакте через закрепленные на ядрах микрошарики (диаметром 4.5 мкм), которые были необходимы для магнитной сортировки клеток (на этапе подготовки образцов для исследования). В отличие от фибробластов, средние жесткости двух разных типов контакта с ЭК не совпали, и в первом случае составляли примерно 3, а во втором – 15 мН/м. Это выявляло однородность механических свойств

внешних и внутренних слоев ядер ЭК, что послужило основанием для использования в дальнейшем значения модуля Юнга как индикатора состояния ЭК. Более того, оказалось, что соотношение модулей Юнга на периферии и ядре клетки может служить для анализа тонуса сосудистого эндотелия даже тогда, когда толщина периферии на твердой подложке сопоставима с глубиной индентации. В частности, мы исследовали действие на ЭК следующих фармакологических веществ (ингибиров): блебистатин (АТФ-азы миозина), латрункулин (полимеризации актина), нокодазол (полимеризации микротрубочек), ml7 (каталитической активности киназы легких цепей миозина).

Для проявления тенденции клеток к упрочнению или смягчению не важно, какой параметр из двух выбран для контроля их состояния: контактная жесткость или модуль Юнга. Формально, последний зависит от первой и модельной геометрии кончика СЗМ зонда. В исследованиях эритроцитов и нейронов [3-6] однородность механических свойств внешних и внутренних слоев клеток специально не проверялась, и состояние клеток характеризовалось значениями модуля Юнга, E .

Оказалось, что интактные эритроциты могут необратимо менять свое состояние при продолжительном (несколько часов) контакте с подложкой, обработанной полилизинем. Обнаружено [3], что со временем клетки становятся оптически прозрачными, приобретают полусферическую форму (средняя максимальная высота $h = 1.7 \pm 0.5 \mu\text{m}$), уменьшают площадь контакта с подложкой и упрочняются ($E = 50 \pm 10 \text{ КПа}$), по сравнению с исходным оптически контрастным, распластанным ($h = 0.3 \pm 0.3 \mu\text{m}$) и мягким ($E = 13 \pm 9 \text{ КПа}$) состоянием. Эффект отражает набухание клеток и, по-видимому, связан с истощением физиологического ресурса механочувствительных катионных каналов, ответственных за поддержание постоянства клеточного объема, и может быть вызван деградацией гемоглобина с образованием низко молекулярных димеров.

В заключение будут рассмотрены результаты исследований реакции живых нейронов на неопиоидный анальгетик убаин [4-6]. Величина среднего

для сомы нейрона модуля Юнга зависела от типа подложки: контрольные клетки на полилизине $E = 120 \pm 100 \text{ КПа}$ [6], а на коллагене с фибронектином $E = 30 \pm 20 \text{ КПа}$ [4,5]. Несмотря на такую разницу, клетки, иммобилизованные на разных подложках, одинаково реагировали на убаин: упрочнялись примерно в полтора раза, что указывает в пользу универсальности механизма его действия. Дополнительно было установлено [6], что применение другого анальгетика, коеновой кислоты, не меняло модуля Юнга нейрона. Коеновая кислота, в отличие от убаина, связывается с мембранным опиоидоподобным рецептором. В итоге, наши результаты свидетельствуют о том, что рецепторопосредованная передача сигнала на геном клетки осуществляется с помощью механизмов, отличающихся от трансдукторопосредованных сигнальных путей, запускаемых убаином [6].

Благодарности

Автор благодарен М.М. Халисову и К.И. Тимошук, аспирантам университета ИТМО; Б.В. Крылову, В.А. Пеннийнен, Т.Е. Тимошенко из Института Физиологии им. И.П. Павлова РАН; М.В. Самсонову и В.П. Ширинскому из Российского кардиологического научно-производственного комплекса Мин. здрав. РФ за плодотворное сотрудничество.

Работа выполнялась при государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01).

Литература

1. N. Gavara et al. // Nature Nanotechnology 7, 11, 733 (2012).
2. М.М. Халисов и др.// ПЖТФ 43, 4, 56 (2017).
3. М.М. Халисов и др.// ЖТФ 87, 2, 282 (2017).
4. А.В. Анкудинов и др.// ЖТФ 85, 10, 126 (2015).
5. М.М. Khalisov et al.// Acta Physiol. Hung. 102, 2, 125 (2015)
6. М.М. Халисов и др.// ПЖТФ 43, 89 (2017).
7. И.А. Няпшаев и др.// ЖТФ 82, 10, 109 (2012).
8. А.В. Анкудинов и др.// Патент RU2 481590 С2 (2013).

Создание полупроводниковых многозатворных структур с квантовым каналом методом импульсной силовой СЗМ-наноитографии

В.И. Борисов¹, Н.А. Кувшинова¹, С.П. Курочка², В.Е. Сизов¹, М.В. Степушкин^{1,2,*}, А.Г. Темиряев¹

¹ Фрязинский Филиал Института Радиотехники и Электроники им. В.А. Котельникова РАН, площадь Введенского, 1, Фрязино, 141190

² Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр, 4, Москва, 119049

*СОКРОВАЕНЕУ@yandex.ru

Квазиодномерные полупроводниковые структуры с изменяемым продольным потенциальным рельефом созданы методом импульсной силовой наноитографии, выполняемой с использованием атомно-силового микроскопа. на образцах. Структуры изготавливались на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs с глубоким (130 нм от поверхности) залеганием двумерного электронного газа. Потенциальный профиль канала формировался с помощью секционированных планарных затворов, созданных по обеим сторонам канала. Электрические параметры полученных структур, измеренные при температурах до 1,5 К, подтвердили эффективность примененного метода для создания изолирующих областей с латеральными размерами ~ 10 нм.

Введение

Целью настоящей работы было совершенствование методики создания структур с одномерным электронным каналом и многосекционными затворами, позволяющими управлять потенциальным рельефом вдоль канала и контролируемым образом создавать условия для формирования в нем квазисвязанных электронных состояний. Затворы представляют собой области двумерного электронного газа (ДЭГ), отделенные от канала изолирующими областями шириной ~ 0,1 мкм. Такие же области применяются для изоляции отдельных элементов многозатворной структуры. Используемые нами структуры при температуре 4,2 К обеспечивают длину свободного пробега электрона порядка 3 – 5 мкм, что ограничивает длину канала до 1 мкм, а необходимость формирования нескольких затворов требует применения литографии с характерным размером порядка 0,1 мкм. Этому требованию удовлетворяют, например, электронная литография высокого разрешения или локальное анодное окисление при помощи атомно-силового микроскопа, однако эти способы не всегда применимы к таким структурам, в особенности к структурам с глубиной залегания ДЭГ больше 50 нм. Для этих целей нами была применена методика импульсной силовой наноитографии (ИСНЛ) [1], выполняемой на атомно-силовом микроскопе, оснащенный зондом с алмаз-

ной иглой. Данная технология позволяет делать узкие и глубокие разрезы, в пленках полупроводников, обеспечивая создание структур с характерными размерами 20–100 нм.

Методика изготовления экспериментальных образцов

Гетероструктуры AlGaAs/GaAs на полуизолирующей подложке были выращены А. И. Тороповым в ИФП СО РАН методом МПЭ. Толщины спейсера и легированного защитного слоя составили 50 и 35 нм соответственно, расстояние от поверхности до двумерного слоя – 135 нм. Легирующая примесь кремния располагалась в двух δ -слоях. Концентрация и подвижность электронов в двумерном слое при температуре 4.2 К составляли, соответственно, $3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $3.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

С помощью стандартной оптической литографии и химического травления на поверхности кристалла формировалась мезаструктура высотой ~ 150 нм. Затем методом взрывной фотоитографии создавалась система Ni/Ge/Au омических контактов к областям стока, истока и затворов и потенциальные контакты, обеспечивающие измерение проводимости канала по четырехзондовой схеме. На заключительном этапе оптической литографии химическим травлением формировались канавки, разделяющие

области структуры там, где ширина этих канавок не была критична. После этого структуры собирались в корпус и на них проводилась ИСНЛ.

Исследование характеристик структур

Для оценки влияния секционирования затворов были изготовлены два варианта транзисторов с боковыми затворами: структура с двумя затворами, внешний вид которой приведен на рисунке 1а и структура с шестью затворами – рисунок 1б. Измерения вольт-амперных характеристик затворов показали, что при температурах до 10 К напряжение пробоя достигает 1 В. Токи утечки не превышают 100 пА, возрастая на несколько порядков при повышении температуры до 150–200 К. Проводимость образцов измерялась при температуре 1,5 К при различных напряжениях на затворах. На рисунке 2а приведена зависимость проводимости от напряжения на затворах двухзатворной структуры. Видно, что зависимость достаточно плавная и ее крутизна уменьшается вблизи значений G_0 и $2G_0$ ($G_0 = 77$ мкСм). Характеристики образца с шестью затворами обладают большим количеством особенностей, в том числе не кратных G_0 . На рисунке 2б

приведены результаты двух измерений: в первом на затворы G1 и G3 подавалось напряжение 0,7 В, во втором – 0,8 В, на затворы G2 в обоих случаях подавалось изменяемое от 0 до 0,9 В напряжение. На рисунке 2в показаны зависимости проводимости канала от напряжения на затворах при их параллельном включении и, для сравнения, при $U_{G1} = U_{G3} = 0,8$ В. Из графиков видно различие форм характеристик, что позволяет сделать вывод об изменении профиля потенциального рельефа.

Заключение

Показано, что метод импульсной силовой нанолитографии позволяет создавать наноструктуры с управляемым продольным потенциальным рельефом канала. Важными особенностями метода являются возможность работы с отдельными образцами, применимость к образцам с глубоким залеганием двумерного электронного газа, хорошие электрические свойства созданных изолирующих областей.

Литература

1. A. Temiryazev // *Diamond & Related Materials* V. 48, 60 (2014).



Рис. 1. СЭМ изображение структур с двумя



Рис. 2. Зависимость проводимости двухзатворной (а) и шестизатворной (б, в) структур от приложенного к затворам напряжения

Сканирующая зондовая микроскопия и спектроскопия – состояние и тенденции развития

В.А. Быков

Группа компаний NT-MDT Spectrum Instruments, Москва, Зеленоград, проезд №4922, дом 4, строение 3, 124460

Кафедра микрзлектроники ФФКЭ МФТИ, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6.124460.

Нанотехнологическое общество России, г. Москва, г. Зеленоград, корп.1504, н. п. II, 1246832

vbykov@ntmdt-si.ru

Изложены основные этапы развития сканирующей зондовой микроскопии и спектроскопии нанометрового пространственного разрешения. Приводятся новые конструкции приборов, новые разработки микромеханических систем для СЗМ и тенденции их развития.

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. Тем не менее, до сегодняшнего дня СЗМ относится к числу эксклюзивных методов, требующих как для получения данных, так и для их интерпретации специальных знаний и навыков, что сдерживает широкое распространение метода.

Сканирующая зондовая микроскопия зародилась в 1966 году в группе национального института стандартов США (Рассел Янг) и начала развиваться как один из основных методов исследования наноструктур первоначально группой исследователей швейцарского отделения компании ИВМ, нобелевских лауреатов 1986 года, Хельмута Биннига и Генриха Рорера. Развитие метода стало возможным с появлением персональных компьютеров, как систем управления приборами, сбора и обработки результатов.

Первой исключительно важной, ключевой инновацией, предложенной группой Рассела Янга, стало использование пьезоэлектрической керамики для осуществления взаимных перемещений острия и образца друг относительно друга.

Г. Бинниг и Г. Рорер показали, что при помощи прибора, названного ими сканирующим туннельным микроскопом, принципиальная схема которого подобна Топографинеру Янга, позволяет получать изображения отдельных атомов. Для управления

прибором и обработки результатов начали использоваться персональные компьютеры. Прогресс в возможностях приборов и до сегодняшнего дня определяется мощностью используемых компьютеров. В 1986 году этой же группой было предложено использование трубчатого пьезокерамического сканера. Для регистрации рельефа поверхности было предложено использовать гибкие балки с острой иглой на незакрепленном конце – кантилеверы, а приборы для регистрации рельефа были названы атомно-силовыми микроскопами (АСМ). В АСМ Биннига, Квайта и Гербера использовался туннельный датчик для регистрации нормального перемещения кантилевера, что крайне неудобно. Мощной инновацией, сделавшей АСМ реальностью, стало изобретение Аммера и Майера оптико-позиционная схема для регистрации изменения углов наклона кантилевера, что при использовании в качестве регистрирующего элемента четырехсекционного фотодиода позволяет регистрировать как нормальные, так и латеральные силы взаимодействия зонда и исследуемой поверхности образца.

Инновация, предотвращающая действие капиллярного эффекта, рожденная в конце 86 году, была предложена как принципиальная возможность Биннигом, ее реальные возможности показаны группой Ducker W.A., Cook R.F., Clarke D.R. и интегрирована в первые промышленные атомно-силовые микроскопы Верджиллом Элингом под названием «теппинг» или полуконтактной моды.

В 1987 году группой исследователей было предложено изготавливать кантилеверы с использованием

арсенала кремниевой технологии, где были уже разработаны приемы селективного травления как «канавок», так и острый с углом при вершине, определяемой свойствами кристалла. Толщину балок можно было задавать либо толщиной покрытия, либо глубиной легирования бором или фосфором. Возможность изготавливать кантилеверы методами «групповых» технологий микроэлектроники сделало их доступным расходным материалом и обеспечило возможность широкого распространения метода.

В конце восьмидесятых – начале девяностых годов XX века была показана возможность регистрации при помощи методов СЗМ ряда физических свойств поверхностей в различных условиях – от сверхвысокого вакуума – до исследований на границе раздела твердое тело – жидкость, методов модификации поверхности – т.н. СЗМ литографии, которые в настоящее время интегрированы в большинство СЗМ под несколько разными названиями, что не меняет физической сущности методов.

Новые моды АСМ

Для минимизации влияния латеральных сил еще в 1993 году была предложена 'Jumping' мода, в которой в процессе сканирования измеряется зависимость силы от расстояния в процессе циклического подвода и отвода зонда к поверхности в процессе построчного сканирования при смещении зонда относительно образца происходит при отведенном от поверхности зонде.

Но вплоть до последнего времени регистрация силовой кривой в каждой точке сканирования занимало слишком много времени и Jumping мода была не востребованной. Но в настоящее время соответствующая элементная база появилась Jumping мода была реализована. Это «PeakForce» компании Брукер-НАНО (www.bruker.com/fileadmin/user_upload/8-PDF-Docs/SurfaceAnalysis/AFM/Webinars/June_2014_Presentation_Slides.pdf), HybriDMode™ (HD-AFM™) компании NT-MDT Spectrum Instruments (<http://www.ntmdt-si.ru/hybrid-mode-afm>).

HD-AFM™ компании NT-MDT Spectrum Instruments позволяет одновременно исследовать топографию, жесткость, распределение потенциала, адгезионных сил при строчной частоте сканирования 1-2 Гц, обычной для СЗМ. При этом существенно упрощается алгоритмизация измерений,

делая возможность автоматизацию настройки необходимых параметров, что в свою очередь, резко снижает требования к квалификации пользователя. Внедрение новой технологии существенно изменяют потребительские свойства приборов и придают им новое качество – приборов широкого пользования для количественной характеристики свойств наноструктур.

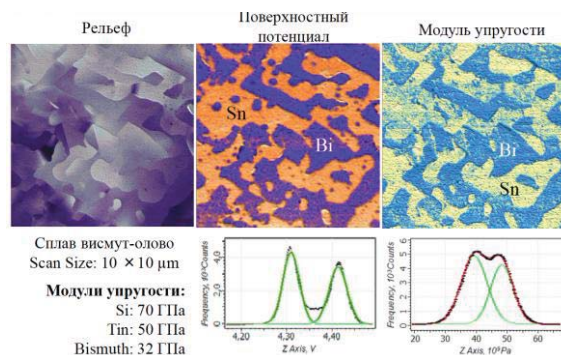


Рис. 1. СЗМ изображение, распределение потенциала и жесткости покрытия их олова и висмута в методике HD-AFM™

Развитие технологии кантилеверов АСМ

В зависимости от типа образцов и режимов измерения требуется использовать различные типы зондов с различной жесткостью, покрытиями, параметрами игл. Смена зондовых датчиков также требует специальной тренировки и является сдерживающим фактором, усложняющим использование прибора. При малейшей неаккуратности возможна поломка зонда, цена которого может составлять несколько сотен долларов США.

Развитие технологий производства микромеханики позволила значительно увеличить процент выхода годных кантилеверов (практически до 100%) с повторяемостью резонансных характеристик балок лучше 10%, что создало предпосылки реализации идеи многозондовых картриджей для АСМ.

Картридж представляет собой многозондовый датчик контурного типа диаметром 8 мм, содержащий 38 кантилеверов. Выбор действующего кантилевера осуществляется программно с оптическим контролем. Замена картриджа осуществляется вручную и не является сложной процедурой. Для работы с картриджами созданы специальные измерительные головки, которые интегрируются в новые приборы компании.



Рис. 2. Схема СЗМ с картриджами, установка картриджа на измерительную головку и образцы многозондового картриджа

Новые конструкции СЗМ

Появление HD-моды и СЗМ-картриджей позволило значительно усилить и расширить возможности автоматизированных приборов, что привело к созданию приборов НЕКСТ-II (эконом версия), ТИТАНИУМ, ВЕГА. Дизайн приборов близок к СОЛВЕР-НЕКСТ, но внутренние конструктивные особенности, сделавшие возможным интеграцию картриджей и HD – моды в конструкцию прибора. Новая разработка – сканирующий зондовый микроскоп ВЕГА позволяет работать с пластинами диаметром до 200 мм и при этом получать атомарное разрешение, что обеспечивается превосходными резонансными характеристиками прибора в комбинации с мощной системой термостабилизации и акустозащиты.

Следует отметить, что сканирующие зондовые микроскопы – это приборы весьма чувствительные к внешним акустическим помехам, перепадам температуры, изменению влажности, что приводит к дрейфам зонда относительно образца, неконтролируемым смещениям, сбоям во время сканирования. Для минимизации этих факторов необходимо эксплуатировать приборы внутри акусто - защищенных боксов, оснащенных системой активной или пассивной виброзащиты, системой поддержания температуры и влажности высокой точности. Обеспечение всех этих условий в настоящее время не является сверхсложной и дорогостоящей задачей и решена для всего ряда сканирующих зондовых микроскопов НТ-МДТ, обеспечивая дрейф менее 10 нм/час, что позволяет получать атомарное разрешение даже при относительно малых частотах сканирования.

Сканирующая зондовая спектроскопия нанометрового пространственного разрешения

Мощное развитие получили комбайны сканирующих зондовых микроскопов и спектрометров, сов-

мещающие методы высокоразрешающих измерений топографии и различных физических свойств поверхностных структур, так и получать информацию о качественном составе из спектральных данных люминесцентной спектроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния и ИК-спектроскопии высокого пространственного разрешения.

Развитие этих методов началось в 1998 году с разработки сканирующего Рамановского спектрометра НАНОФАЙНДЕР (компания НТ-МДТ и Токио-Инструментс), вслед за которым появился прибор ИНТЕГРА-СПЕКТРА – комбайн СЗМ и Рамановского спектрометра. В 2004 году появилась идея использования эффектов концентрации света на кончике игл из материалов с плазмонными спектрами в видимой области (Tip Enhance Raman Spectroscopy, Ренато Зиноби, Швейцария), что дало принципиальную возможность регистрации Рамановского рассеяния от единичных молекул.

В настоящее время созданы кантилеверы со специальными покрытиями игл из золото-серебряных сплавов, обеспечивающие усиление сигнала Рамановского рассеяния в режиме TERS вплоть до 10^4 , что позволяет получать высокое пространственное разрешение в режиме спектроскопии комбинационного рассеяния от молекулярных объектов. Использование режимов HD-AFMTM Mode обеспечивает возможность получения качественных воспроизводимых результатов.

Созданы первые варианты приборов безапертурной ИК ближнепольной микроскопии в комбинации с атомно-силовой микроскопией (Aperturless Scanning Near-Field Optical Microscopy, ASNOM) с латеральным разрешением до 10 нм. В качестве источника ИК излучения в настоящее время используется CO₂ лазер с интерферометром Майкельсона с возможностью перестройки по длине волны в диапазоне 10,3–10,8 мкм. Для инициации рассеяния используются зонды с проводящим покрытием. Система позволяет регистрировать неупругое рас-

сеяние, обусловленное взаимодействием излучения при сближении зонда с образцом, модулированное частотой колебания зонда на фоне отраженного сигнала лазера. Использование таких систем позволяет регистрировать изменения диэлектрической проницаемости образцов, а также сигналы неупругого взаимодействия, обусловленные возбуждением колебательных мод молекул на поверхности образца. Дальнейшее развитие приборов, включающих возможности атомно-силовой микроскопии и спектроскопии предполагает объединение методов АСМ, люминесцентной и Рамановской спектроскопии и АSNOM с расширением спектрального диапазона последней с использованием каскадных лазеров, что позволит получать комплексную информацию как о топографии и физических свойствах по-

верхностей, так и о химическом составе поверхностных слоев.

Заключение

Последовательное инновационное развитие сканирующих зондовых микроскопов позволило перепозиционировать эти приборы, существенно снизить требования к пользователям от энтузиастов метода, до специалистов в зондовой микроскопии, а в настоящее время приборами последних разработок группы компаний NT-MDT Spectrum Instruments с успехом могут пользоваться и лаборанты, и инженеры для контроля технологических параметров процессов, и специалисты-материаловеды, цель которых получить хорошо интерпретируемую информацию о физических и физико-химических особенностях объекта.

Влияние на проводимость керметных пленок Si-Cr близлежащих сегнетоэлектриков и других материалов

С.Н. Вдовичев^{1,3,4*}, В.Ф. Вдовин^{2,4}, А.В. Зенкевич⁶, А.С. Мухин^{2,4}, О.Г. Удалов^{1,5}

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

2 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950.

3 ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950.

4 НГТУ им. Р.А.Алексеева, ул. Минина 24, Нижний Новгород, 603950.

5 California State University, 1250 Bellflower Boulevard Long Beach, California 90840

6 МФТИ, Институтский пер. 96 Долгопрудный, Москва, 141700

*vdovichev@ipmras.ru

В данной работе представлены результаты исследований по влиянию на проводимость тонких резистивных керметных пленок (Si-Cr_x) различных материалов близко расположенных рядом с керметной пленкой. Обсуждается вопрос о влиянии материалов с различными диэлектрическими постоянными на эффект кулоновской блокады, продемонстрированный ранее в керметных пленках Si-Cr.

Введение

С 70-ых годов прошлого века керметы (керамика-металл) хорошо известны как материал для изготовления резисторов с низким температурным коэффициентом сопротивления (ТКС) [1]. В русскоязычной литературе керметами принято называть керамические материалы типа кремний-металл. Однако при изменении состава и способов формирования пленок кремний-металл возможно получить тонкопленочные структуры с рекордно высокими значениями ТКС (0.1-1 K⁻¹) при низких температурах [2]. Ранее уже сообщалось, о том что возможно создание керметных пленок с высоким ТКС типа Si-Cr_x [3] и данная работа является продолжением данной тематики.

В работе будет рассказана модель одноэлектронного полевого транзистора на основе металлическая гранула/сегнетоэлектрик была рассмотрена в теоретической работе [4] и представлены первые шаги по ее реализации. В нашей работе предлагается вариант построения полевого транзистора используя структуру гранулированная пленка/сегнетоэлектрик, используя в качестве гранулированной пленки керметный материал Si-Cr.

Также будет рассказано о создании свободно висящих микроболометров на основе керметных пленок.

Эксперимент

Для исследования влияния на проводимость тонких резистивных керметных пленок (Si-Cr_x) различных материалов близко расположенных рядом с керметной пленкой были изготовлены нижеследующие образцы:

1. Керметные пленки на подложках с различной диэлектрической проницаемостью (ситалл, Ta₂O₅/Si, HZO и др.)
2. Латерально ограниченные структуры Pt/ Ta₂O₅/ Si-Cr_x на подложке ситалла. Структура Pt/ Ta₂O₅ была нанесена через маску, взаимное расположение магнетронов с мишенями Pt и Ta в совокупности с вращением подложками и использование методов реактивного распыления в среде кислорода обеспечивало отсутствие омического контакта металлической и керметной пленок.
3. Методами магнетронного распыления с двух мишеней были получены пленки Si-Nb в условиях минимальной мощности, подаваемой на магнетрон с ниобиевой мишенью.

Во всех случаях керметные пленки изготавливались методом магнетронного одновременного распыления двух мишеней (кремний и металл) в едином вакуумном цикле. Остаточный вакуум в камере был не хуже 1·10⁻⁷ Торр.

Для исследования иных возможных способов применения керметных пленок методами фотолитографии и плазмохимического травления была изготовлена серия свободновисящих микро-болометров, см. рис. 1. Сопротивление микро-болометров составляло 0.5 МОм при рабочей температуре 60К и площади микро-болометра 50 кв.мкм. По результатам измерений $NEP = 5 \times 10^{-11}$ Вт/Гц^{1/2} при $T = 60$ К.

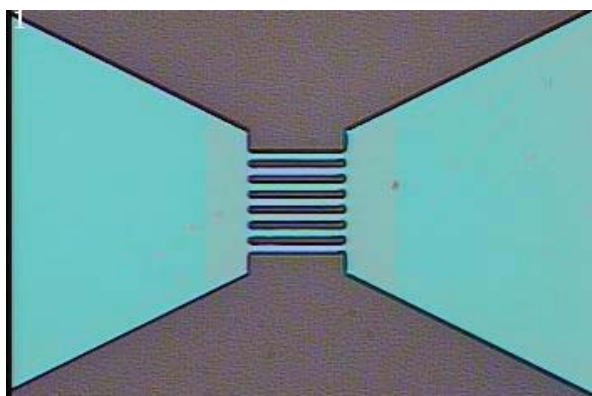


Рис. 1. Свободновисящий микро-болометр

Модель полевого транзистора

Необходимым условием для работы одноэлектронного транзистора на основе сегнетоэлектрика и гранулированной пленки является существование кулоновской блокады между гранулами в пленке. В частности проводимость таких пленок должна экспоненциально зависеть от температуры, причем с со степенью не 1, характерной для термо активационных переходов (прыжковая проводимость). Для наших пленок Si-Cr_x степенной показатель температуры, входящей в экспоненциальную зависимость равен $\frac{1}{2}$, см. [3]. В качестве сегнетоэлектрика был выбрана пленка $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2$ [5] с толщиной 10 нм.

На рис. 2 представлена схема полевого транзистора сегнетоэлектрик/гранулированная пленка. В работе будут представлены оценки эффекта электросопротивления полевого транзистора для вышеуказанных материалов. Также будут представлены первые экспериментальные результаты по реализации подобного транзистора.

Таким образом керметы представляют собой многофункциональный (универсальный) материал (versatile material), перспективный для создания микро-болометров, в том числе и для решения астрофизических задач. Также потенциально интересно использовать керметные пленки для создания полевого транзистора типа гранулированная пленка/сегнетоэлектрик.

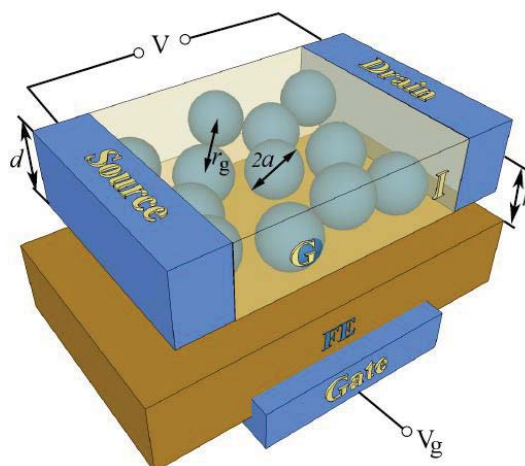


Рис. 2. Схема полевого транзистора на основе гранулированная пленка/сегнетоэлектрик

Работа выполнена при поддержке CRDF #FSCX-14-61077-0. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. З.Г. Мейскин. Несплошные и керметные пленки. Физика тонких пленок. М.: Мир, 1978. Т. 8. С. 106—179.
2. А.В. Двуреченский, В.А. Дравин, А.И. Якимов // Письма в ЖЭТФ, 48(3), С.144 (1998).
3. С.Н. Вдовичев и др. // Поверхность, № 3, с. 1 (2016).
4. S.A. Fedorov et al. // Phys. Rev. B 90, 195111 (2014).
5. Yu. Matveyev et al. // J. of Appl. Phys., V. 117, 044901 (2015).

Локализованные моды спин-волнового резонанса ферромагнитных микрополосок в поле магнитного зонда

Р.В. Горев¹, 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

Приводятся результаты микромагнитного моделирования вынужденных колебаний намагниченности планарных микрополосок с анизотропией легкая плоскость и с перпендикулярной анизотропией типа легкая ось в поле магнитного сферического зонда. Обсуждаются особенности спектров и пространственных распределений резонансных колебаний, обусловленные воздействием неоднородного магнитного поля.

Введение

В последнее время большое внимание уделяется работам по исследованию локальных мод ферромагнитного резонанса (ФМР), обусловленных воздействием неоднородного поля зонда магнитно-резонансного силового микроскопа (МРСМ) [1]. С одной стороны это воздействие приводит к нежелательным искажениям характера колебаний намагниченности исследуемых объектов, но с другой стороны в условиях сильного взаимодействия зонда и образца возможна реализация новых методик исследования локальных СВЧ свойств ферромагнитных наноструктур [2]. В настоящей работе методы микромагнитного моделирования применены для анализа воздействия магнитного сферического зонда на колебания намагниченности тестовых образцов в виде тонкопленочных ферромагнитных микрополосок с анизотропией типа легкая плоскость и с перпендикулярной анизотропией.

Результаты и обсуждение

Моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности образца с использованием программного пакета OOMMF. В качестве тестовых объектов исследовались прямоугольные микрополоски с латеральными размерами 2000×1000 нм. Расчеты проводились для двух различных систем. Первая представляла собой микрополоску из пермаллоя (Ni₈₀Fe₂₀) толщиной 10 нм со следующими параметрами: намагниченность насыщения $M_{NiFe} = 8 \cdot 10^5$ А/м, обменная константа $A_{NiFe} = 1.3 \times 10^{-11}$ Дж/м. Вторая система представляла собой многослойную структуру Co/Pt с перпендикулярной анизотропией, имеющую следующие параметры:

толщина 7.5 нм, намагниченность насыщения $M_{CoPt} = 8 \cdot 10^5$ А/м, обменная константа $A_{CoPt} = 10^{-11}$ Дж/м, параметр анизотропии $K = 5 \cdot 10^5$ Дж/м³. В расчетах параметр диссипации составлял 0.01. В качестве поля модельного МРСМ зонда было выбрано поле однородно намагниченного шара из Co. Диаметр зонда варьировался в диапазоне 100-1000 нм.

Исследовались колебания намагниченности образцов в переменном магнитном поле, направленном вдоль микрополоски. В расчетах регистрировались временные зависимости установившихся колебаний всех компонент намагниченности. Частота возбуждающего СВЧ поля ν изменялась в диапазоне от 0 до 14 GHz с шагом 0.1 GHz. Для анализа спектров колебаний строились частотные зависимости средней по системе амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности:

$$m = (m_x^2 + m_y^2 + m_z^2)^{\frac{1}{2}}.$$

Для анализа модового состава резонансов рассчитывались временные реализации пространственных распределений амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности при накачке на резонансных частотах.

На рис. 1 представлены ФМР спектры микрополоски Ni₈₀Fe₂₀. В однородно намагниченном состоянии микрополоска имеет резонанс на частоте 6 ГГц. При приложении поля зонда в микрополоске формируется неоднородное состояние («еж» – «антивихрь», рис. 1в), при этом в спектре появляется дополнительный пик связанный с локализованной модой колебаний (рис. 1б).

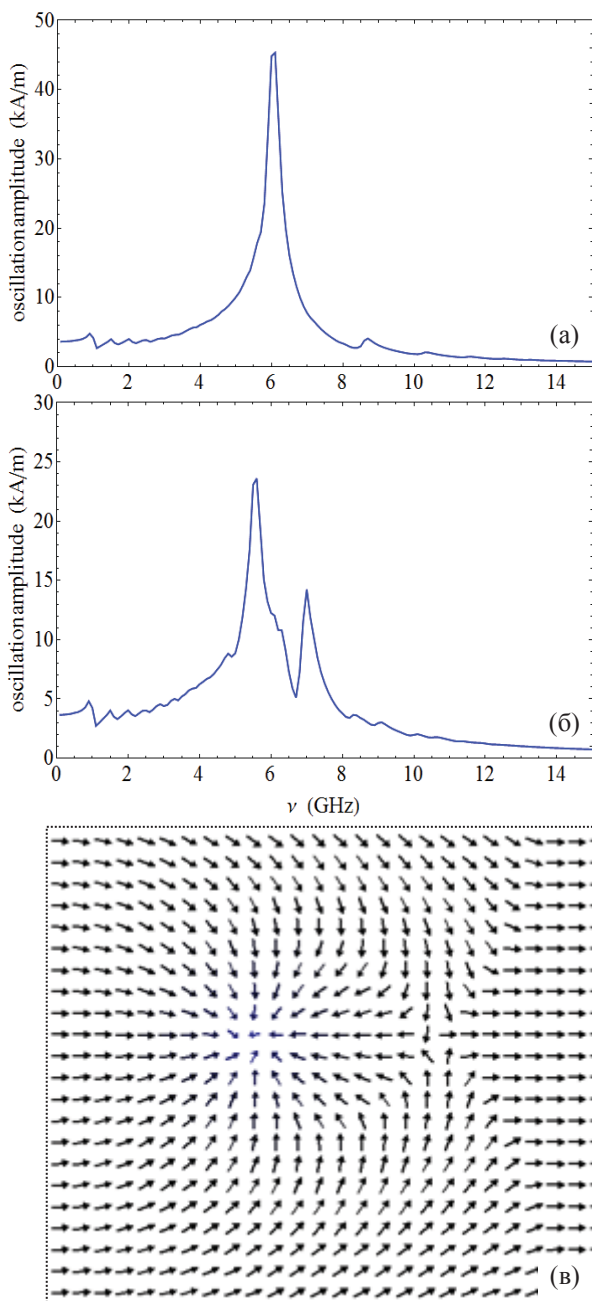


Рис. 1. (а) ФМР спектр однородно намагниченной микрополоски NiFe. (б) Спектр микрополоски в присутствии зонда. (в) Распределение намагниченности на участке микрополоски NiFe вблизи зонда

Аналогичная ситуация наблюдается в пленке Co/Pt. Приложение поля зонда приводит к формированию в пленке скирмионного состояния (рис. 2в), что приводит к появлению в спектре ФМР дополнительного пика (рис. 2б). Проведены расчеты пространственных распределений амплитуды колебаний намагниченности и проанализирована их временная динамика.

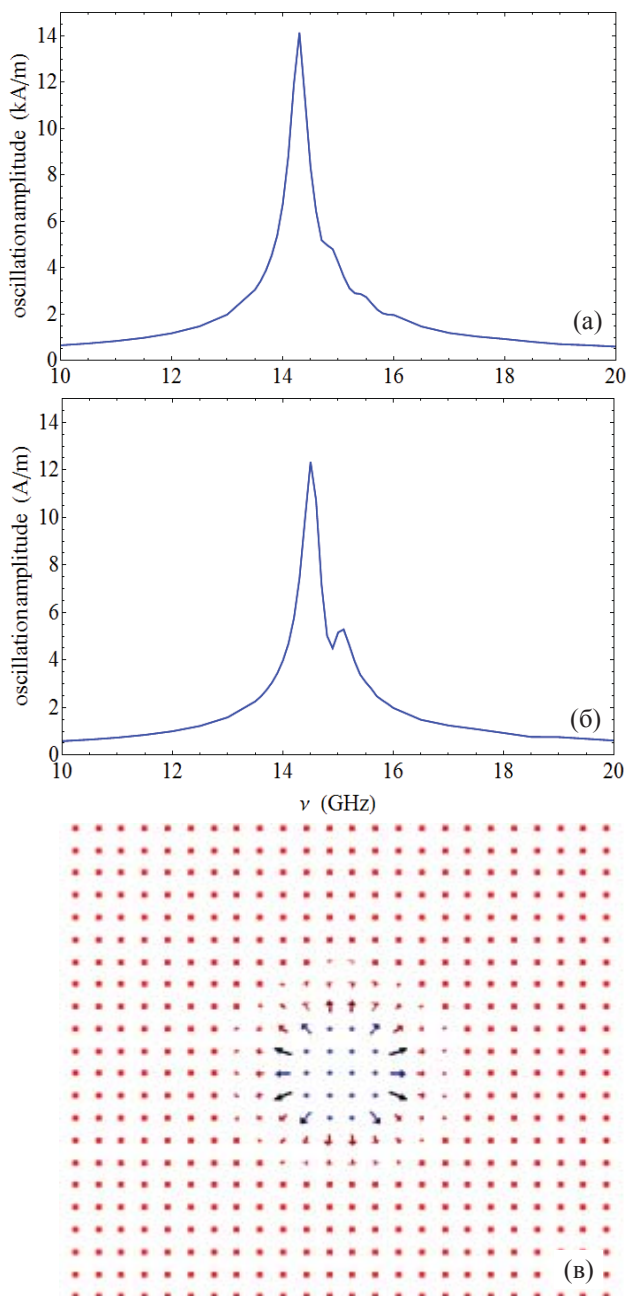


Рис. 2. (а) ФМР спектр однородно намагниченной микрополоски Co/Pt. (б) Спектр микрополоски в присутствии зонда. (в) Распределение намагниченности на участке микрополоски Co/Pt вблизи зонда

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-02-10254).
Сайт проекта: <http://mrfm.ipmras.ru/>.*

Литература

1. I. Lee, Yu. Obukhov, A.J. Hauser et al. // J. Appl. Phys., V. 109, 07D313 (2011).
2. I. Lee, Yu. Obukhov, G. Xiang et al. // Nature, V. 466, 845 (2010).

Взаимодействие нанесенных наночастиц платины с газообразными реагентами

М.В. Гришин¹, А.К. Гатин¹, С.Ю. Сарвадий¹, В.Г. Слуцкий¹, Б.Р. Шуб¹, А.И. Кулак²

¹ Институт химической физики РАН, ул. Косыгина 4, Москва, 119334

² Институт общей и неорганической химии НАН Беларуси, ул. Сурганова 9, корп. 1, Минск, 220072

*mvgrishin68@yandex.ru

Установлены физические параметры наночастиц платины, нанесенных различными методами на графит и окисленный кремний, и их адсорбционные свойства по отношению к водороду, воде и аммиаку. В частности определена эффективная энергия восстановления окисленной платины водородом. Показана возможность управления скоростью разложения аммиака покрытием из наноструктурированной платины путем приложения к нему электрического потенциала различной полярности и величины.

Введение

Платиновые катализаторы являются самыми распространенными и используются в различных химических процессах. Задача нашей работы состояла в установлении зависимости физико-химических свойств платиновых наночастиц от их структуры и природы подложки.

Эксперимент

Исследование проводилось на сверхвысоковакуумной установке, включающей сканирующий туннельный микроскоп (СТМ), Оже-спектрометр, квадрупольный масс-спектрометр и вспомогательное оборудование. Базовое давление – $P = 2 \times 10^{-10}$ торр. Для нанесения наночастиц на графита и окисленный кремния использовались методы лазерного электродиспергирования (ЛЭД) и пропитки подложки прекурсором – водным раствором H_2PtCl_6 с последующим прогревом в водороде. Метод нанесения наночастиц определял степень упорядоченности их атомной структуры [2, 3].

Электронное строение наночастиц определяли по форме спектроскопических кривых. Известно, что при контакте металлического острия СТМ с чистым металлом фиксируется S-образная зависимость туннельного тока от напряжения (ВАХ) [1]. Изменение степени окисления или химического состава наночастиц металла приводит к появлению на S-образной кривой участка с нулевым током. Если в туннельном контакте оказывается молекула адсорбата, на ВАХ могут появляться характерные особенности типа пиков или ступеней, что обусловлено резонансным туннелированием электро-

нов через электронно-колебательные уровни адсорбата.

Результаты и обсуждение

Наночастицы, нанесенные методом ЛЭД (Pt-I) на графит, имеют полусферическую форму. Распределение частиц по латеральным диаметрам достаточно широко, более 70% частиц имеют диаметры в диапазоне 5-10 нм, встречаются и более крупные частицы. Измеренные на них ВАХ показали, что Pt-I покрыты слоем однородного оксида, характеризующегося запрещенной зоной шириной 1.4 эВ.

Адсорбционные свойства Pt-I исследовались по отношению к водороду. Проведено прямое измерение кинетики восстановления единичной окисленной наночастицы (латеральный диаметр частицы 14 нм) непосредственно в СТМ. Для этого во время напуска в камеру СТМ молекулярного водорода при давлении 10^{-6} торр на наночастице измерялись ВАХ в различные моменты времени, т.е. при различных экспозициях образца в водороде. Общее время выдержки – 1500 сек. По мере увеличения экспозиции участок с нулевой проводимостью на ВАХ, E, неуклонно сокращался. В начале эксперимента его ширина составляла 1.4 эВ, в конце – около 0.5 эВ. Учитывая что,

$$dE/dt = -k_1 E, \quad k_1 = A \exp(-E_a/kT),$$

где E_a – эффективная энергия активации, A – предэкспонент, по порядку величины равный 10^{13} с^{-1} . По полученным данным были определены значения энергии активации $E_a = 24 \text{ ккал/моль}$.

Наночастицы, синтезированные методом пропитки (Pt-II) на графите, имели сфероидальную форму,

максимум распределения по латеральным диаметрам приходился на диапазон 3-6 нм. На подложке частицы распределялись неравномерно, образуя агрегаты размерами более 50 нм, однако были обнаружены и единичные частицы. ВАХ, измеренные на наночастицах, не имели участка с запрещенной зоной. Проводимость наночастиц превышала проводимость графита. Адсорбционные характеристики Pt-II определены по отношению к кислороду, водороду и парам воды. Экспозиция наночастиц в кислороде вплоть до 4000 сек при давлении 10^{-6} торр и 300 К не приводила к изменению формы ВАХ, измеренных на поверхности наночастиц: кислород не адсорбировался и не окислял наночастицы. Экспозиция нагретого до 700 К образца в кислороде при давлении 10^{-6} торр в течение 1000 сек привела к появлению ярко выраженной запрещенной зоны, $E = 1,7$ эВ. Эта величина примерно соответствует ширине запрещенной зоны объемного оксида платины PtO₂ – 1.84 эВ. То есть в этих условиях наночастицы платины окислились. Далее в соответствии с описанной выше методикой проведено прямое измерение кинетики восстановления водородом единичной окисленной наночастицы платины (латеральный диаметр частицы 6 нм) непосредственно в СТМ. Во время выдержки в водороде ширина запрещенной зоны сократилась с 1,7 эВ до 1,1 эВ. Это позволило определить значение эффективной энергии активации процесса $E_a = 25$ ккал/моль.

Также определены адсорбционные свойства Pt-II по отношению к парам воды. Экспозиция образца в парах воды при давлении 10^{-6} торр в течение 1000 сек привела к появлению на спектроскопических кривых максимумов, расстояния между которыми составляли 0,45 и 0,19 вольт, что с точностью до размерного множителя соответствует энергиям квантов электронно-колебательного возбуждения квантов валентного и деформационного колебания в молекуле воды соответственно. Следовательно, молекулы воды адсорбировались на наночастицах Pt-II без диссоциации.

С целью определения влияния природы подложки наночастиц Pt-II нанесены на окисленный кремний. По методике, описанной для Pt-I, проведено прямое измерение кинетики восстановления водородом

единичной окисленной наночастицы платины (латеральный диаметр частицы 15 нм) при этом ширина запрещенной зоны сокращалась с 2,2 эВ до 0. Эффективная энергия активации процесса составила $E_a = 21$ ккал/моль. Таким образом, эффективная энергия активации процесса восстановления окисленной наночастицы платины молекулярным водородом слабо зависела от размера и структуры частицы, обусловленной методом приготовления образца, а также от типа подложки, на которую были нанесены наночастицы.

Ранее нами было обнаружено, что скорость разложения NH₃ борорганическими наночастицами состава (C₂B₁₀H₄)_n при положительном электрическом потенциале увеличивалась, а при отрицательном – уменьшалась. В данной работе изучалось влияние электрического потенциала на взаимодействие покрытия из наночастиц Pt-II с аммиаком. Установлено, что существует возможность управления скоростью разложения аммиака на наноплатине путем подачи на образец электрических потенциалов различной полярности и величины от внешнего источника напряжения. При краткой экспозиции (15 мин) платины в аммиаке скорость разложения аммиака увеличивается на 44 % при подаче на платину отрицательного потенциала –6 В и возрастает на 70% при подаче положительного потенциала +6 В в условиях эксперимента при 700 К и 5×10^{-7} торр. Длительная экспозиция (2 часа) платины в аммиаке в условиях эксперимента приводит к практически полной пассивации поверхности платины промежуточными продуктами разложения NH₃.

Литература

1. Scanning Tunnelling Microscopy I. General Principles and Applications to Clean and Adsorbate-Covered Surfaces. / Ed. by H.-J. Guntherodt, R. Wiesendanger. Berlin: Springer-Verlag, 1994. 280 p.
2. Т.Н. Ростовщикова, В.В. Смирнов, В.М. Кожевин, Д.А. Явсин, С.А. Гуревич // Российские нанотехнологии. 2007. Т. № 1–2. С. 47.
3. V. Petkov, Y. Peng, G. Williams, B. Huang, D. Tomalia, Y. Ren // Phys. Rev. B, V.72 P. 195402 (2005).

Структура и свойства двойного слоя Tl на Si(111)

Д.В. Грузнев^{1,2,*}, Л.В. Бондаренко^{1,2}, А.Ю. Тупчая¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, С.Р. Hsing³,
С.М. Wei³, S. Ichinokura⁴, S. Hasegawa⁴, А.В. Зотов^{1,2,5}, 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 Institute of Atomic and Molecular Sciences, Academia Sinica, P.O. Box 23-166 Taipei, Taiwan

⁴ Department of Physics, University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan

⁵ Кафедра электроники, Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, Владивосток, 690600.

*gruznev@iacp.dvo.ru

Структуры таллия, элемента с сильным спин-орбитальным взаимодействием, на Si(111) демонстрируют ряд интересных свойств. В настоящей работе впервые проведено детальное исследование атомной структуры 2D слоя с наибольшим покрытием Tl – Tl(6×6). Обнаружен низкотемпературный переход 6×6 → 6√3×6√3, предложены структурные модели для высоко- и низкотемпературных фаз, состоящие из 86 и 254 атомов Tl на ячейку, соответственно. Транспортные измерения показали наличие сверхпроводящего перехода при T_c = 0.96 K. В присутствии магнитного поля обнаружен переход сверхпроводник-изолятор с промежуточным металлическим состоянием, известным как бозе-металл.

Двумерные структуры таллия, самого тяжелого элемента III группы с сильным спин-орбитальным взаимодействием, на полупроводниковых поверхностях демонстрируют ряд интересных свойств. Монослой Tl (один монослой (МС) равен 7,8×10¹⁴ см⁻²) формирует на поверхности Si(111) псевдоморфный слой с периодичностью 1×1, состоящий из атомов Tl в позициях T₄. Такой слой демонстрирует гигантское спиновое расщепление поверхностных состояний вследствие эффекта Рашбы [1]. Дальнейшая адсорбция субмонослойных покрытий Tl на такую поверхность при комнатной температуре приводит к образованию спинполяризованных долин в углах гексагональной зоны Брюллиэна и полному подавлению обратного рассеяния спиновых токов, что существенно для создания эффективных спинтронных устройств, например спин-фильтров [2]. Если увеличивать покрытие Tl на Si(111) дальше, более 2 МС, формируется двойной слой с периодичностью 6×6 [3], структура и основные свойства которого до настоящего времени были изучены меньше всего в системе Tl/Si(111). В настоящей работе проведено комплексное исследование атомной структуры и некоторых электронных и электрофизических свойств данной поверхности методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), дифракции медленных электронов (ДМЭ), фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) и четырех-зондовым методом (4PP) измерения сопротивления. Численные расчеты электронной и атомной структур произво-

дились из первых принципов методом функционала плотности, включая расчеты в рамках методики случайного структурного поиска.

Результаты и обсуждение

Осаждение Tl на Si(111) сверх одного монослоя приводит к росту второго слоя, начиная от монокристаллических ступеней подложки (рис. 1а). Необходимо отметить, что двухслойные металлические структуры являются достаточно редким объектом на поверхности кремния (кроме Tl только In формирует двухслойные пленки). При дальнейшем повышении покрытия Tl второй слой распадается на отдельные 3D островки, оставляя поверхность Si(111) опять покрытую одним монослоем [3].

Анализ СТМ изображений высокого разрешения (рис. 1б) показал, что периодичность 6×6 можно ассоциировать с картиной муара в слое, имеющем базовую периодичность 1×1. Поиск возможного устройства данной структуры привел к модели, показанной на Рис. 2. Элементарная ячейка 6×6 включает в себя 43 атома Tl в каждом из слоев, т.е. суммарное покрытие Tl в данной структуре составляет 2,38 МС. Моделированное СТМ изображение (рис. 1в) для данной модели находится в хорошем согласии с экспериментальным изображением. При температуре порядка 100 K наблюдается обратимый фазовый переход, при этом периодичность поверхности меняется с 6×6 на 6√3×6√3. Элементарная ячейка низкотемпературной структуры со-

стоит из 127 атомов Тl в каждом слое. Расчеты зонной структуры и моделированные СТМ изображения также находятся в хорошем согласии с экспериментом.

В отличие от однослойной структуры Тl, которая является полупроводниковой, двойной слой демонстрирует металлическое поведение – на фотоэлектронных спектрах присутствует металлическое поверхностное состояние (рис. 3а), следующее периодичности (1×1), а также слабые реплики, смещенные на обратный период муара (0,18 Å⁻¹). Измерения транспортных свойств подтвердили металлические свойства системы и обнаружили переход в сверхпроводящее состояние при температуре 0,96 К. Характер температурной зависимости может быть объяснен в рамках теории перехода Березинского - Костерлица – Таулеса (БКТ). В перпендикулярном магнитном поле наблюдается переход сверхпроводник – изолятор, при этом при низших температурах переход сопровождается образованием промежуточного металлического состояния. Результаты измерений магнитосопротивления согласуются с моделью двумерного бозе-металла.

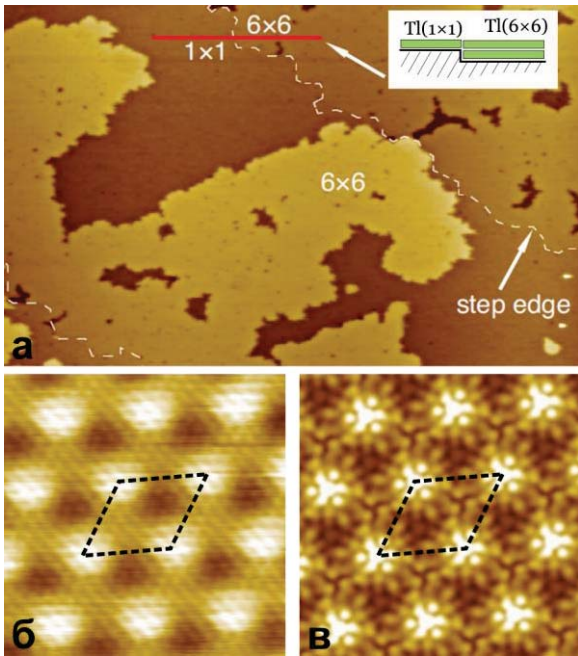


Рис. 1. СТМ изображения структуры 6×6 двойного слоя Тl на Si(111): а – изображение масштаба 800×500 нм², полученное на промежуточном этапе формирования. Штриховой линией обозначены границы моноатомных террас подложки. б – СТМ изображение высокого разрешения (7×7 нм²) и в – моделированное изображение

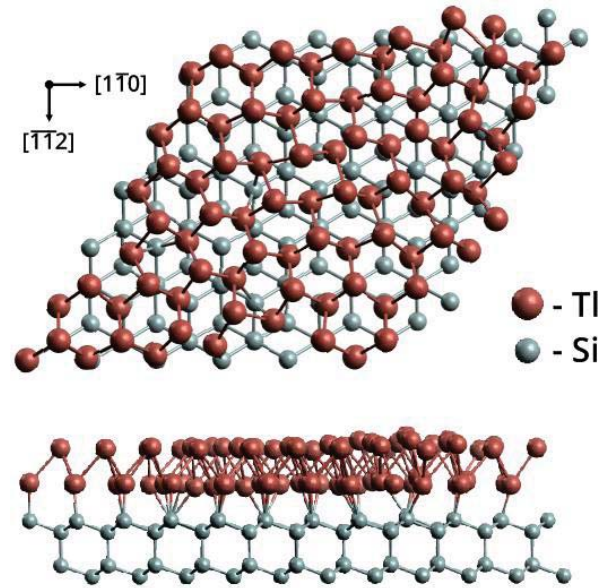


Рис. 2. Модель поверхности 6×6-Tl/Si(111)

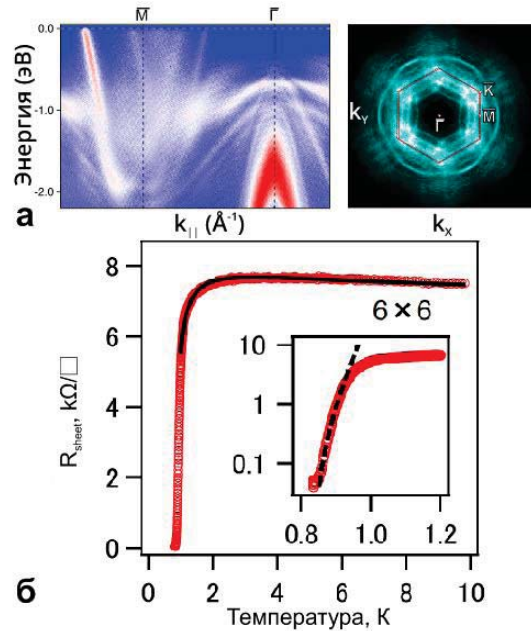


Рис. 3. а – Электронная структура поверхности 6×6-Tl/Si(111): спектры ФЭС в направлении Г-М и поверхность Ферми. Отмечены границы зоны Брюллиэна и точки высокой симметрии решетки (1×1). б – Температурная зависимость удельного сопротивления двойного слоя Тl на Si(111)

Литература

1. K. Sakamoto, T. Oda, A. Kimura, K. Miyamoto, et al. // Phys. Rev. Lett. **102**, 096805 (2009).
2. K. Sakamoto, T.-H. Kim, T. Kuzumaki, B. Muller, et al. // Nat. Commun. **4**, 2073 (2013).
3. L. Vitali, et al. // Surf. Sci. **452**, L281–L286 (2000).

Природа электронного туннельного парамагнитного резонанса одиночного поверхностного спина

Ф.И. Далидчик*, Е.М. Балашов, С.А. Ковалевский

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991.

*domfdal@mail.ru

Построена феноменологическая модель электронного туннельного парамагнитного СТМ - резонанса одиночного поверхностного спина (ПС) объясняющая зависимости туннельных токов от радиочастотного (РЧ) электрического поля и положения острия. Предсказаны новые ЭПР-СТМ эффекты, линейные и нелинейные по РЧ- полю, перспективные для разработки способов управления спиновыми кубитами.

Введение

Поиски способов СТМ-детектирования единичных ПС, начавшиеся более четверти века назад, сегодня подошли к уверенной регистрации сигналов ЭПР от одиночных магнитных адатомов. В экспериментах с СТМ при низких температурах (меньше 1К) в сильных магнитных полях (~5 Тл) над единичными атомами железа адсорбированными на поверхности MgO/Ag (001) в работе [1] наблюдались резонансные максимумы ток-частотных зависимостей, которым можно сопоставить индуцированные РЧ электрическим полем ($20^\circ\text{--}30$ ГГц) переходы между зеемановскими подуровнями. Одновременно был предложен новый способ записи и чтения информации в системе трёх магнитных адатомов. В докладе обсуждается природа этих интересных туннельных явлений, даётся объяснение зависимостям токов СТМ от частоты и интенсивности энергетической РЧ накачки адатома, выясняется роль обменного взаимодействия квазистационарных зеемановских состояний через континуум электронных состояний острия, предсказываются новые туннельные ЭПР-эффекты, линейные и нелинейные по электрическому полю.

Анализ экспериментальных данных

Анализируя всю совокупность экспериментальных данных, опубликованных в [1], можно заметить несколько существенных особенностей спектров ЭПР-СТМ, которые остались без внимания их авторов и до сих пор не обсуждались.

1. Прежде всего, следует обратить внимание на то, что ЭПР-сигналы, представленные максимумами ток-частотных зависимостей, имеют лоренцовскую

форму только при малых мощностях РЧ-накачки, когда амплитуды напряжения, V_{RF} , подаваемого на нанокontakt, меньше необходимых для насыщения туннельного тока. При $V_{RF} > 1\text{--}2$ В, когда появляются признаки насыщения туннельных резонансных токов, ЭПР-СТМ особенности приобретают характерные черты резонансов Фано – пики становятся асимметричными, одновременно с этим возникают антирезонансы (см. рис.1.)

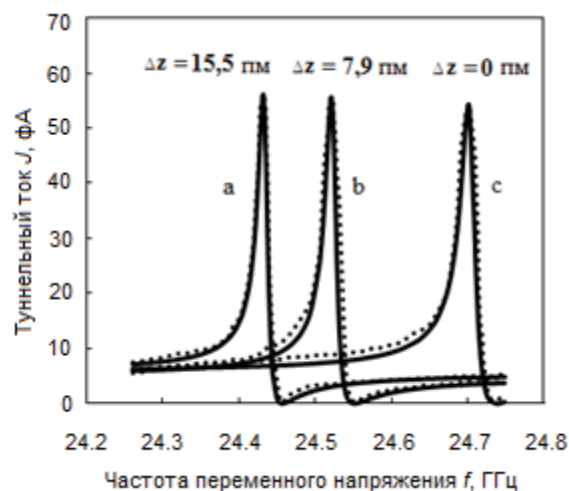


Рис. 1. Спектры ЭПР измеренные при трех значениях вакуумного зазора z ($z_a > z_b > z_c$). Δz – смещение острия СТМ по нормали к поверхности относительно положения, соответствующего спектру с. Пунктирные линии-эксперимент; сплошные линии – результаты аппроксимации контурами Фано

2. Зависимости максимумов тока от интенсивности РЧ-накачки с хорошей точностью воспроизводятся теории некогерентных бирезонансных переходов (см. рис.2). Ток насыщения, J , как этого и следовало ожидать, определяется скоростями электронных переходов между контактами (поверхностью и

острием) и адсорбированным атомом. При насыщении туннельным током резонансных электронов можно управлять, варьируя лишь положение острия. В этих условиях РЧ-накачка, не меняя максимального тока, опустошает резонансные уровни, что проявляется заметным (квадратичным) уширением туннельных спектров (см. рис. 2 работы [S1]).

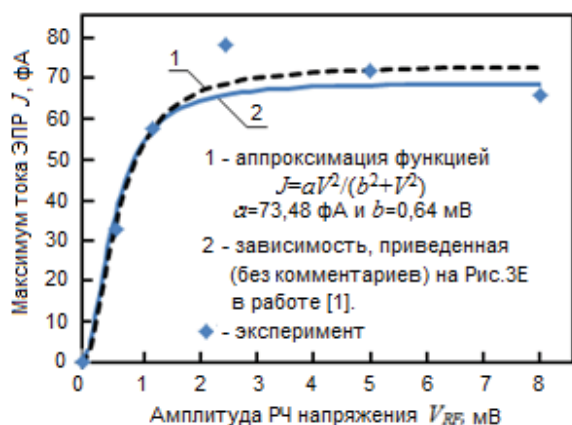


Рис. 2. Зависимость максимума сигнала ЭПР от амплитуды РЧ напряжения

3. Взаимодействие адатома с острием помимо ожидаемого экспоненциального уширения резонансных уровней проявляется их симбатным расталкиванием (см. Рис.S4 и S7 работы [1]), которое есть проявление обменного взаимодействия квазистационарных (резонансных) состояний через континуум электронных состояний острия.

Бирезонансное туннелирование

При малых V_{RF} , когда доступны наблюдению лишь одноквантовые переходы, акт резонансного туннелирования электрона сквозь нанокontakt, может осуществляться по бирезонансному (БР), т. е. трёх-этапному механизму:

$$S \rightarrow |\epsilon_1\rangle \xrightarrow{G} |\epsilon_2\rangle \rightarrow |t\rangle.$$

Здесь $|S\rangle$ – состояние электрона до перехода (в подложке), $|t\rangle$ – то же после перехода (в острие), Γ_1 – скорость туннельного перехода из образца на уровень адатома $|\epsilon_1\rangle$, G – амплитуда вероятности поглощения одного кванта энергии электромагнитного поля, Γ_2 – скорость туннельного перехода из состояния $|\epsilon_2\rangle$ адатома на уровень острия.

В экспериментах по туннельному зондированию полиоксометаллатов (ПОМ) БР – туннелирование

проявляется максимумами вольт-амперных [2] и ток-высотных зависимостей [3]. Для описания БР-особенностей токов, J_e , применимо общее выражение [3]:

$$J_e(v) = \frac{2e}{h} G^2 \frac{\Gamma_{1n} + \Gamma_{n'2}}{(\epsilon_n^0(v) - \epsilon_{n'}^0(v))^2 + (\Gamma_{1n} + \Gamma_{n'2})^2}. \quad (\Phi 1)$$

Здесь v – варьируемый внешний параметр, от которого зависят энергии резонансных состояний, $\epsilon_n^0(v)$, n – индекс состояния. В экспериментах с СТМ в роли параметра v могут выступать: напряжение, V ; магнитное поле, H ; частота РЧ излучения, f ; вакуумный зазор, z ; и др. В экспериментах по туннельному зондированию ПОМ связь состояний осуществляется слабым обменным взаимодействием двух разнесенных в координатном пространстве состояний. В экспериментах по регистрации ЭПР-сигналов роль слабого взаимодействия, ответственного за одноквантовые переходы между резонансными состояниями, отводится величине $G_{RF} = d_{12} E_{FR}$, (d_{12} – матричный элемент стимулированного электрическим полем электронного перехода в спиновой подсистеме адатома, величина и физический смысл этой величины определяются зависимостью силы Раби от вакуумного зазора.) Одно из следствий формулы (1) – предсказание возможности наблюдения при низких напряжениях лоренцовских, т. е. одноквантовых, ЭПР – резонансов на ток-магнитных и ток-высотных зависимостях.

При напряжениях, достаточных для насыщения, максимумы ток-частотных, ток-магнитных и ток-высотных зависимостей формируются по интерференционному механизму и соответствуют резонансам Фано.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №15-03-03572а).

Литература

1. S. Baumann, W. Paul, T. Choi et al.//Science, V. 350 (6259), 417 (2015). Supplementary Materials Science, V.350 (6259), 417 (2015)
2. Ф.И. Далидчик, Н.Н. Колченко, Е.М. Балашов, С.А. Ковалевский // ЖЭТФ, т. 142 (6), 1218 (2012).
3. Е.М. Балашов, Ф.И. Далидчик, С.А. Ковалевский // Письма в ЖЭТФ, т.101 (9), 717 (2015).

Атомная и электронная структура свободных и связанных кластеров AuH_n

Н.В. Дохликора¹, Н.Н. Колченко¹, М.В. Гришин¹, Б.Р. Шуб¹, А.И. Кулак²

¹ Институт химической физики РАН, ул. Косыгина 4, Москва, 119334

² Институт общей и неорганической химии НАН Беларуси, ул. Сурганова 9, корп. 1, Минск, 220072

*dohlikovanv@gmail.com

В приближении функционала электронной плотности исследовано влияние адсорбции атомарного водорода на электронное и атомное строение кластеров золота Au_n, n=13,20,55,100,147, как свободных, так и связанных с наночешуйкой графена C54.

Введение

В данной работе представлены результаты квантово-химического моделирования наночастиц золота и их взаимодействия с атомами водорода и графитовой подложкой, смоделированной наночешуйкой графена.

Метод расчета

Расчеты проведены в рамках теории функционала плотности (ТФП) в обобщенном градиентном приближении (GGA) с обменно-корреляционным функционалом PBE. Для вычислений использовались программные пакеты OpenMX 3.7. и QuantumEspresso. Для моделирования наночастиц золота использовались кластеры золота различных размеров Au_n, n=13, 20, 55, 100, 147. Как показали расчеты «магических» кластеров золота Au₁₃, Au₅₅, Au₁₄₇, то есть имеющих заполненную икосаэдрическую оболочку, их атомная структура не является высокосимметричной [96]. Кластер углерода, имитирующий графитовую подложку, представлял собой выделенную область графеновой плоскости и содержал в себе 54 атома, положения которых были фиксированы при расчете. поскольку в настоящей работе роль углеродной подсистемы сводится к имитации воздействия подложки на кластер золота. Для использованной нами модели величина энергии взаимодействия кластера Au₁₃ с наночешуйкой графена C54 составила -2.65 эВ.

Результаты и обсуждение

Для того чтобы установить насколько сильно взаимодействие с водородом влияет на электронную структуру кластера золота было рассчитано распределение спроектированной плотности состояний атомов золота в кластерах Au₁₃H₁ и Au₁₃.

Снижение плотности состояний наблюдалось непосредственно на атоме золота связанным с атомом водорода. Плотность состояний на соседнем атоме при этом практически не изменилось. Данный факт позволяет предположить, что акты последовательной адсорбции независимы — в смысле малости пространственной области возмущения, определенного актом адсорбции.

Также было проведено исследование изменения электронного спектра кластеров Au_n (n=13, 20, 55, 100, 147) при взаимодействии с атомами водорода. Расчеты показали, что при увеличении числа атомов водорода «центр тяжести» плотности состояний кластера золота смещается от уровня Ферми в сторону отрицательных значений энергии, что в рамках модели резонансной хемосорбции говорит о снижении химической активности кластера [1]. При этом величина энергии связи Au-H уменьшается при увеличении количества находящихся на поверхности кластера атомов водорода, что объясняется увеличением числа координационно-насыщенных атомов золота. В целом, это коррелирует с данными об изменении электронного спектра.

Помимо общей тенденции изменения энергии связи Au-H, была найдена нелинейность зависимости энергии связи от общего числа атомов n+m в кластере Au_nH_m, соответствующих «электронному» ряду магических чисел, а именно в окрестности значения 20 и 34, кластеры Au₁₃H₇ (икосаэдрический и планарный) и Au₃₁H₃, соответственно. Это означает, что хемосорбированные атомы водорода «заменяют» атомы золота при построении внешней электронной оболочки кластера и добавленные водородом электроны делокализованы по всему объему. При этом общее перераспределение электронной плотности в гетерогенной системе золото-

водород незначительно, что согласуется с ранее полученным выводом о локальности вносимых возмущений [2].

Как известно, одним из факторов, влияющим на физико-химические свойства наночастиц, нанесенных на подложку, является перераспределение электронного заряда в системе наночастица-подложка, обусловленное разницей химических потенциалов подсистем. В рамках квантово-химического моделирования влияния подложки на физико-химические свойства наночастицы золота, было проведено исследование изменения электронной структуры кластеров Au₁₃q и Au₁₃N₁q (-1 < q < 1) с фиксированной атомной структурой. В силу особенностей электронного строения кластеров золота, дефицит электронной плотности в окрестности центра адсорбции вызывает уменьшение величин энергии и длины связи с атомом водорода, а избыток – увеличение [3].

Расчет системы кластеров Au₁₃C₅₄ показал, что основная трансформация атомной структуры кластера золота обусловлена перемещением центрального атома икосаэдрического изомера на ~3 Å к поверхности наночешуйки графена. Это приводит и к изменению симметрии электронной плотности, центральносимметричное распределение трансформируется, образуя относительно плоскости кластера углерода три слоя: с избытком электронной плотности в центральной области кластера и недостатком на остальном объеме. Локальная плотность состояний атома коррелирует с электронной плотностью в окрестности слоя, на котором расположен атом. Атомы, находящиеся в области недостатка электронной плотности, обладают высокой плотностью состояний в окрестности уровня Ферми, у атомов в области избытка электронной плотности плотность состояний ниже.

Для системы кластеров Au₁₃C₅₄ было рассчитано перераспределение заряда между подсистемами золота и углерода, вызванное разностью химических потенциалов. Электронная плотность, в нашем случае, переносится от кластера золота к кластеру углерода, в отличие от «макроскопического» графита, где знак эффекта противоположный [4]. Наряду с перераспределением электронной плотно-

сти, плотность состояний кластера золота, модифицированного наночешуйкой углерода смещается в сторону уровня Ферми, что в рамках резонансной модели хемосорбции означает увеличение химической активности кластеров золота [1]. Таким образом, в данном случае изменения в пространственном и энергетическом распределении электронов в кластере золота, вызванные взаимодействием с углеродной подложкой и определенные в терминах «заряд кластера» и «положение центра зоны» влияют на его свойства (на энергию адсорбции водорода, например) разнонаправлено.

Для того чтобы установить результирующее влияние подложки, было проведено моделирование адсорбции атомов водорода на кластере золота, нанесенном на чешуйку графена. В целом, поскольку энергия взаимодействия кластера золота и наночешуйки невелика, наблюдается качественное подобие изменения электронной структуры кластера золота при взаимодействии с атомами водорода. Однако энергия связи водорода с кластером золота, связанным с кластером углерода, в среднем больше энергии связи водорода с кластером в свободном состоянии примерно на 0,1 эВ.

Таким образом, в данном случае изменение свойств кластера золота Au₁₃, модифицированного чешуйкой графена C₅₄, определяется в большей степени перестройкой энергетической структуры, чем переносом заряда. Полученный результат относится лишь к процессу адсорбции атомарного водорода в исследованной системе.

Литература

1. B. Hammer, J.K. Norskov // *Surface Science*, V. 343, 211, (1995).
2. B. Kiran, X. Li, H.-J. Zhai, L.-S. Wang // *The Journal Of Chemical Physics*, V. 125, 133204 (2006).
3. B. Hammer, J.K. Norskov // *Nature*, V. 376, . 238 (1995).
4. E. Azizi, Z.A. Tehrani, Z. Jamshidi // *Journal of Molecular Graphics and Modelling*, V. 54, 80 (2014).

Рашбовские и Дираковские спин-поляризованные состояния в полупроводниковых соединениях BiTeX (X = Cl, Br, I)

С.В. Еремеев^{1,2,3,*}, И.А. Нечаев^{2,3,5}, Е.В. Чулков^{2,3,4,5,6}

1 Институт физики прочности и материаловедения, 634055, Томск, Россия

2 Томский госуниверситет, 634050, Томск, Россия

3 Санкт-Петербургский госуниверситет, 198504, Санкт-Петербург, Россия

4 Donostia International Physics Center (DIPC), 20018 San Sebastian/Donostia, Spain

5 Centro de Fisica de Materiales CFM - MPC, Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, 20080 San Sebastian/Donostia, Spain

6 Departamento de Fisica de Materiales UPV/EHU, Facultad de Ciencias Quimicas, UPV/EHU, Apdo. 1072, 20080 Sebastian/Donostia, Spain

*eremeev@ispms.tsc.ru

В настоящем докладе обсуждаются двумерные электронные системы, которые содержат спин-расщепленные состояния, такие как состояния с гигантским рашбовским расщеплением, реализующиеся в полупроводниковых соединениях BiTeX (X=Cl,Br,I), спин-геликоидальные состояния формирующиеся на интерфейсах BiTeX с графеном и топологическими изоляторами и возможность существования 2D и 3D топологических фаз в BiTeX.

Введение

В последние годы активно исследуются узкозонные полупроводниковые материалы BiTeX (X = Cl, Br, I), обладающие гигантским рашбовским спиновым расщеплением как объемных так и поверхностных состояний [1,2]. Кроме того, одиночный структурный элемент, а именно трехслойный структурный блок X-Bi-Te, также имеет рашбовское расщепление спектра [3]. Спиновое расщепление в этих материалах обусловлено их нецентросимметричной кристаллической структурой в сочетании с сильным атомным спин-орбитальным взаимодействием. Последнее также ответственно за существование фазы топологического изолятора (ТИ) в BiTeI при внешнем давлении [4]. Существование топологических поверхностных состояний при нормальном давлении было обнаружено в BiTeCl [5], что однако противоречит большинству экспериментальных результатов. Ранее теоретически были предложены гетероструктуры, состоящие из полупроводника BiTeX и трехмерного топологического изолятора [3] или графена [6]. В этих гетероструктурах взаимодействие Дираковских и Рашбовских зон может привести к появлению новых электронных состояний и спин-зависимых возбуждений. Недавно мы показали, что 2D и 3D ТИ фазы могут быть получены на основе структурных блоков BiTeI за счет укладки блоков с противоположными спиновыми хиральностями [7].

Метод расчета

Расчеты электронной структуры были проведены в рамках формализма теории функционала плотности, реализованного в программном коде VASP. Взаимодействие между ионными остовами и валентными электронами описывалось методом проекционных присоединенных волн (PAW). Для описания обменно-корреляционной энергии использовалось обобщенное градиентное приближение (GGA). Для аккуратной структурной оптимизации использовался метод DFT-D3. Дополнительно были проведены расчеты в рамках полнопотенциального метода расширенных линейных присоединенных плоских волн ELAPW в приближении локальной плотности (LDA).

Результаты и обсуждение

В настоящее время теоретически предложено значительное количество двумерных ТИ в которых должен наблюдаться квантовый спиновый эффект Холла. Однако лишь в квантовых ямах HgTe/CdTe и InAs/GaSb он наблюдался экспериментально [8, 9] несмотря на очень узкие щели в этих квантовых ямах, менее 10 мэВ. В связи с этим поиск новых двумерных топологических изоляторов, простых в изготовлении и обладающими большей запрещенной щелью является актуальной задачей.

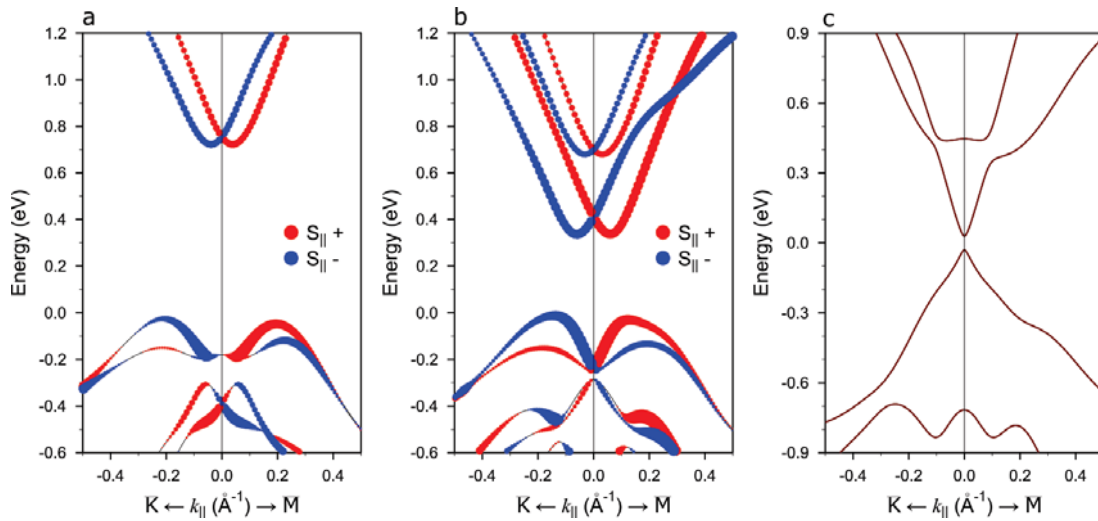


Рис. 1. Электронная структура одиночного TL BiTeI (a), двух TL с упаковкой I-Bi-Te-I-Bi-Te (b) и SL с упаковкой I-Bi-Te-Te-Bi-I (c)

Мы предлагаем новый подход к созданию 2D ТИ на основе тривиальных изоляторов с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Наилучшими кандидатами являются полярные полупроводники BiTeX , среди которых BiTeI обладает наибольшим спин-орбитальным взаимодействием, обеспечивающем наибольшее рашбовское расщепление в серии BiTeX полупроводников.

Структурным элементом BiTeI является трехслойный (TL) блок с чередованием слоев I-Bi-Te (рис. 1a). Одиночный TL можно выращивать эпитаксиально на подходящей подложке или отслоить от объемного образца, где соседние TL взаимодействуют посредством слабого ван-дер-Ваальсовского взаимодействия. Выращенные образцы BiTeI всегда содержат большое количество случайно распределенных дефектов упаковки, что приводит к смешанному окончанию поверхности [10]. Это означает, что соседние TL могут иметь различный порядок слоев вдоль гексагональной оси. Согласно нашим расчетам энергия удвоенной ячейки, содержащей инвертированный порядок атомных слоев лишь на 0,5 мэВ (на формульную единицу) выше, чем для нецентросимметричной структуры BiTeI . Будем называть такую центросимметричную структуру, состоящую из шестислойных (SL) блоков, построенных на основе инвертированных TL слоев I-Bi-Te-Te-Bi-I, как $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{I}_2$. Спектр SL пленки $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{I}_2$ за счет наличия инверсионной симметрии не содержит рашбовского расщепления и имеет щель ~ 60 мэВ (рис. 1c), которая является инвертированной и таким образом система является 2D топологическим изолятором, характеризующаяся топологическим инвариантом $Z_2 = 1$. При увеличении толщины пленки (рис. 2) наряду с уменьшением ширины щели наблюдается осциллирующее поведение топологического инварианта. В объеме пределе $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{I}_2$ является 3D ТИ. Рассмотрение род-

ственных структур, $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Br}_2$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Cl}_2$, показало, что бромид также может являться ТИ, тогда как центросимметричная структура хлорида при нормальных условиях является тривиальным изолятором.

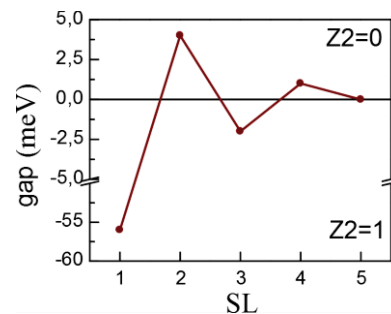


Рис. 2. Зависимость величины щели и Z_2 инварианта от толщины пленки $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{I}_2$

Работа выполнена при поддержке научного фонда им. Менделеева ТГУ (8.1.05.2015), проекта СПбГУ (15.61.202.2015) и гранта РФФИ (15-02-02717-а).

Литература

1. K. Ishizaka et al. // Nature Mater. V. 10, 521 (2011).
2. S.V. Eremeev, et al. // PRL V. 108, 246802 (2012).
3. S.V. Eremeev, et al. // Sci. Rep. V. 5, 12819 (2015).
4. M. S. Bahramy, et al. // Nature Commun. V. 3, 679 (2011).
5. Y. L. Chen, et al. // Nature Phys. V. 9, 704 (2013).
6. S.V. Eremeev, et al. // Sci. Rep., V. 4, 6900 (2014).
7. I. A. Nechaev, et al. // arXiv:1607.06612.
8. M. König, et al. // Science V. 318, 766 (2007).
9. I. Knez, et al. // Phys. Rev. Lett. V. 107, 136603 (2011).
10. S. Fiedler, et al. // New J. Phys. V. 16, 075013 (2014).

Троичная логика на основе многослойной ферромагнитной системы нанопроволока-наночастицы

О.Л. Ермолаева, В.Л. Миронов

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

*ermolaeva@ipmras.ru

Здесь размещается краткая аннотация тезисов. Например, экспериментально обнаружено проявление влияния ближнего поля на излучательный перенос энергии между туннельно не связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, заключающегося в возрастании интенсивности фотолюминесценции квантовой ямы при резонансном оптическом возбуждении экситонного перехода в соседней более узкой квантовой яме.

Введение

Процессы зарождения, движения и пиннинга доменных стенок в ферромагнитных нанопроволоках являются предметом интенсивных исследований в связи с перспективностью использования таких систем для создания устройств магнитной памяти и 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 нанопроволока-наночастицы и возможности реализации на ее основе троичной логики. Троичная логика, в отличие от двоичной, не булево кольцо и обладает собственным математическим аппаратом. Он состоит из системы аксиом, которые определяют операции над множеством «истинно, неопределенно, ложно» которое так же может быть записано в виде {"1", «0», «-1»}.

Было проведено микромагнитное моделирование в программе OOMMF [4]. Исследуемая нами система включает в себя нанопроволоку и две наночастицы, расположенных вдоль ее оси. Структура состоит из двух слоев магнитного материала, разделенных немагнитной прослойкой рис.1. Была рассмотрена система, имеющая следующие параметры: планарные размеры нанопроволоки 250×3000 ; размеры частиц 250×500 нм; расстояние между частицами и нанопроволокой 50 нм. Толщина верхнего и нижнего магнитных слоев 20 нм. Немагнитная прослойка между слоями 10 нм. В качестве магнитного материала рассматривался пермаллой со следующими материальными константами: намагниченность насыщения $M_s = 800$ Гс, константа обменного

взаимодействия $J = 13 \cdot 10^{-7}$ Эрг/см, константа анизотропии $K = 0$.

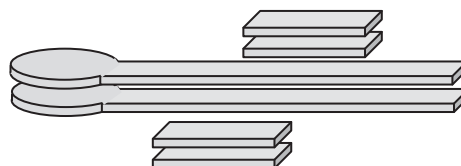


Рис. 1. Схематичное изображение многослойной системы нанопроволока-наночастицы

В подобной системе возможны шесть неэквивалентных магнитных конфигурации магнитных моментов наночастиц. При помощи микромагнитного моделирования было показано, что величина поля депиннинга H_D существенно зависит от взаимной ориентации магнитных моментов.

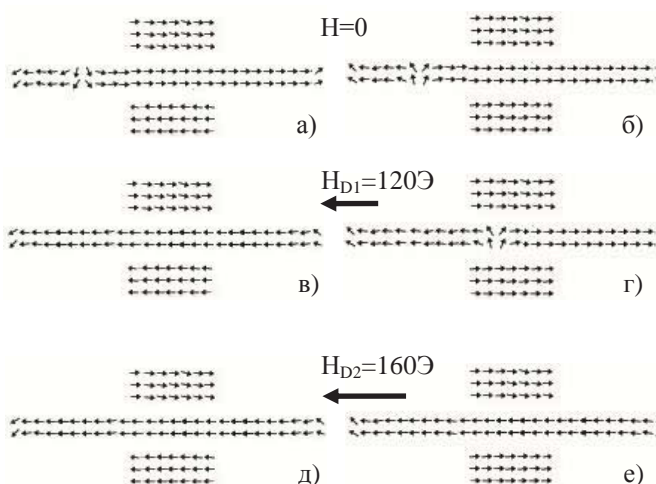


Рис. 2. Микромагнитное моделирование прохождения доменной стенки в нанопроволоке под действием внешнего магнитного поля в двухслойной структуре; (а,в,д) намагниченность верхнего слоя, (б, г, е) намагниченность нижнего слоя

В качестве примера на рис. 2 представлен процесс прохождения доменной стенки в системе одной из магнитных конфигураций, когда намагниченность

частиц в верхнем слое направлена в одну сторону, а в нижнем – в противоположные. При этом такая система перемагничивается в два этапа. Сначала в поле $H_{D1} = 120$ Э перемагничивается нижний слой нанопроволоки, а доменная стенка в верхнем слое пиннингуется полем частиц. После превышения внешним полем значения $H_{D1} = 160$ Э система перемагничивается целиком. Аналогичным образом были рассмотрены процессы перемагничивания для других магнитных состояний наночастиц.

На основе рассмотренной системы была предложена магнитная логическая ячейка, выполняющая операцию «конъюнкция» или логическое умножение.

Ячейка состоит из рабочего элемента – двухслойной нанопроволоки, по которой под действием внешнего магнитного поля движутся доменные стенки. Свободный конец нанопроволоки служит выходом логической ячейки, его направление намагниченности может соответствовать логическим значениям «-1» (если намагниченность в обоих слоях направлена вправо), «0» (если намагниченность в слоях направлена в разные стороны) либо «1» (если намагниченность в обоих слоях направлена влево). Частицы служат входами на логическую ячейку. Входная информация на них кодируется направлением намагниченности в обоих слоях. Подробно соответствие входной и выходной информации показано в таблице 1.

Таблица 1. Таблица истинности операции «конъюнкция» для трюичной логики (а) и таблица соответствия магнитных моментов наночастиц и конца нанопроволоки с логическим значением

		Вход 1		
		-1	0	1
Вход 2	-1	1	0	-1
	0	0	0	0
	1	-1	0	1

1	0	-1
⇒	⇌	⇐

Выполнение логической операции состоит из нескольких этапов. На первом этапе нанопроволока намагничивается однородно (справа налево), так что ее магнитное состояние соответствует логической «1» на выходе ячейки. Затем задается входная информация при помощи намагничивания наночастиц. После этого к ячейке прикладывается инвертированное тестирующее магнитное поле H_T , которое вызывает зарождение доменной стенки и ее

движение к магнитному затвору. В зависимости от направления магнитных моментов частиц доменная стенка либо пиннингуется в области затвора либо проходит через затвор в одном или обоих слоях. На последнем этапе происходит считывание выходной информации.

Необходимым условием для работы такой ячейки является соотношение полей депиннинга в нижнем и верхнем слоях при различных магнитных конфигурациях.

Ниже приведена система неравенств обеспечивающая корректную работу такой ячейки.

$$E(0) > E_T$$

$$2E(h) < E_T$$

$$E(0) - 2E(h) < E_T$$

$$2E(0) - E(h) > E_T$$

Где $E(0)$ – величина барьера, который создает один слой пары наночастиц, для движения доменной стенки по этому же слою нанопроволоки; $E(h)$ – величина барьера, который создает один слой пары наночастиц, для движения доменной стенки по другому слою нанопроволоки; h – расстояние между слоями; E_T – энергия доменной стенки во внешнем поле. Эта система неравенств выполняется, в случае, если магнитное поле частиц на расстоянии h спадает вдвое, а внешнее поле таково, что энергия доменной стенки находится в пределах $2E(0) < E_T < 3E(0)$.

Работа поддержана проектом РФФИ и программы президиума РАН.

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>.

Двухзондовый манипулятор

А.А. Жуков^{1,*}, В.С. Столяров¹, О.В. Кононенко²

¹ Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов, РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432.

*azhukov@issp.ac.ru

Нами изготовлен двухзондовый манипулятор. Каждый зонд данного манипулятора является острием атомно-силового микроскопа (АСМ) с индивидуальной системой обратной связи. Системы детектирования для обратной связи АСМ изготовлены на основе кварцевых резонаторов. Каждый из зондов работает в динамической моде постоянного контакта, когда колебания кварцевого резонатора не приводят к отрыву острия от поверхности. Такая мода позволяет проводить как измерения транспорта в омическом режиме, так и измерения адгезионных сил. Используемый нами дизайн позволяет работать с манипулятором под прямым оптическим микроскопом с фокусным расстоянием 3 мм.

Введение

В настоящее время все больше внимания уделяется исследованию квази-одномерных объектов, таких как нанопроволоки с характерным диаметром от нескольких десятков нанометров и длиной от единиц до десятка микрон. Такие размеры нанопроволок позволяют идентифицировать их на подложке без привлечения сканирующего электронного микроскопа, используя только короткофокусный оптический микроскоп с подсветкой со скрещенной поляризацией (линейный поляризатор перпендикулярен линейному анализатору). Таким образом, разработка инструмента для манипулирования нанопроволоками, а так же измерения их электронного транспорта под прямым короткофокусным оптическим микроскопом представляется особенно важной. В данной работе мы описываем дизайн данного инструмента, а также приводим полученные с его помощью первые экспериментальные результаты.

Дизайн манипулятора

Измерение электронного транспорта нанопроволок необходимо требует, чтобы разрабатываемый инструмент имел по крайней мере два зонда, а реализация возможности его использования в качестве нанопинцета означает полунезависимое управление зондами. Общая схема дизайна манипулятора изображена на Рисунке 1. Основой наноманипулятора служат две массивные латунные пластины. Три вертикально ориентированных винта нижней пластины (9, 18), один из которых микрометрический (9), позволяют одновременно перемещать оба зонда по вертикали (направление Z). Два дополнительных дифференциальных микрометрических винта, расположенных горизонтально (8, 16), позволяют пе-

ремещать верхнюю пластину в плоскости (направления XY) с субмикронной точностью.

Позиционирование зондов с нанометровым разрешением осуществляется при помощи пьезоактюаторов. При помощи пьезостека 10 и пьезотрубки 11 (Рисунок 1) осуществляется перемещение обоих зондов в области XYZ 200 мкм, 50 мкм и 200 мкм соответственно. Аналогично, при помощи пьезостека 7 и пьезотрубки 6, реализовано перемещение вспомогательного острия 4 (AUX) относительно основного острия 3 (MAIN), см. Рисунок 1. Область перемещения вспомогательного острия составляет 50 мкм по всем направлениям. Большая область перемещения AUX-зонда позволила использовать обычные винты (14 и 15) для грубого взаимного позиционирования зондов в плоскости YZ, см. Рисунок 1.

Для возможности работы под прямым оптическим микроскопом с фокусным расстоянием 3мм нами был предложен оригинальный вариант реализации АСМ с кварцевым резонатором, см. Рисунок 2. Плоская пластинка пьезоактюатора колеблется на резонансной частоте кварцевого резонатора, амплитуда колебаний которого используется в качестве сигнала для обратной связи АСМ. Кроме инверсного крепления кварцевого резонатора, следует также отметить и способ крепления острия к резонатору. Острие расположено под крайне небольшим углом (22-27°) к поверхности. Такое расположение острия позволило реализовать динамическую моду постоянного контакта, когда осцилляции кварцевого резонатора не приводят к отрыву зонда от поверхности. Работа в режиме 0.98 % от величины свободных колебаний позволяет производить сканирование нанопроволок [1], а уменьше-

ние амплитуды до 0.90 - 0.95 % позволяет усилить давление зонда на поверхность, которое оказывает достаточным для перемещения нанопроволок по гладкой подложке [1].

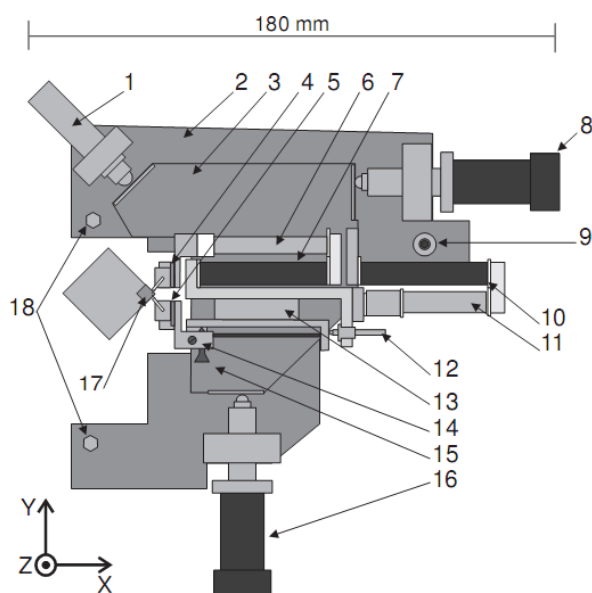


Рис. 1. Схематическое изображение манипулятора. 1 – возвратная пружина, 2 – нижняя пластина, 3 – верхняя пластина, 4 – пьезомодуль вспомогательного (AUX) острья, 5 – пьезомодуль основного (MAIN) острья, 6 – пьезотрубка, 7 – пьезостек, 8 – микрометрический винт (X), 9 – микрометрический винт (Y), 10 – пьезостек, 11 – пьезотрубка, 12 – микрометрический винт, подстройка взаимного расположения зондов (X), 13 – слайдер, 14 и 15 – винты подстройки взаимного расположения зондов (направления Z и Y соответственно), 16 – микрометрический винт, 17 – образец и подставка под образец, 18 – два передних винта для грубой подстройки обоих зондов в направлении Z

В данном режиме удалось измерить адгезионные силы пучка InAs проволок на поверхности оксидированного кремния [1].

Кроме того, используя PtIr зонды удалось подтвердить 100 % скважность сигнала при измерении электронного транспорта золотых контактов, т.е. острие действительно не отрывается от поверхности образца. Полученное контактное сопротивление зонд-образец оказалось равным менее 6 кОм [1]. Возможность исключительно точного позиционирования обоих зондов для исследования электронного транспорта в нанопроволоках продемонстрировано на рис. 3.

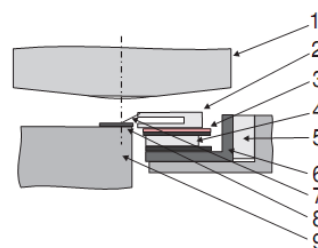


Рис. 2. Схематическое изображение реализации крепления острья и кварцевого резонатора. 1 – объектив оптического микроскопа, 2 – кварцевый резонатор, 3 – экранирующая медная пластина, 4 – пьезопластинка, 5 – постоянный магнит, 6 – стальная основа, 7 – остриё, 8 – образец и 9 – латунная подставка под образец

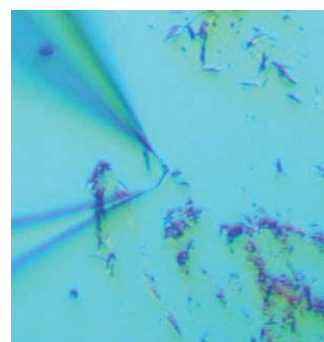


Рис. 3. На представленном изображении, полученном в прямом оптическом микроскопе расстояние между острьями составляет 4 мкм. Острия манипулятора позиционированы точно на концы пучка InAs нанопроволок

Заключение

Разработан и реализован дизайн двухзондового манипулятора. Каждый из зондов – остриё АСМ с собственной обратной связью. АСМ работают в динамической моде постоянного контакта. Продемонстрирована возможность сканирования нанопроволок их перемещения по поверхности, а также измерение адгезионных сил. Была также показана возможность измерения электронного транспорта в случае использования PtIr зондов с характерным сопротивлением контакта зонд-образец менее 6 кОм.

Эта работа была выполнена в рамках программ РАН, фонда РФФИ, а также программы поддержки ведущих научных школ.

Литература

1. А.А. Zhukov, V.S. Stolyarov, O.V. Kononenko // preprint (2017).

Двумерные соединения адсорбатов на кремнии: эксперимент против теории

А.В. Зотов^{1,2,3,*}, Д.В. Грузнев¹, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, А.Н. Михалюк^{1,2}, С.Г. Азатьян¹, С.В. Еремеев^{4,5}, J.P. Chou⁶, С.Р. Hsing⁶, С.М. Wei⁶, 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.

⁴ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, 634021.

⁵ Томский государственный университет, Томск, 634050.

⁶ Institute of Atomic and Molecular Sciences, Academia Sinica, P.O. Box 23-166 Taipei, Taiwan

*zotov@iacp.dvo.ru

Двумерные соединения адсорбатов на кремнии, которые рассматриваются в настоящее время как перспективный класс низко-размерных материалов, привлекают значительное внимание исследователей. В теоретических работах было предсказано наличие у таких соединений ряда уникальных свойств. Мы провели серию экспериментальных работ по выращиванию двумерных соединений, представляющих наибольший интерес, и определили их электронные свойства. Полученные в экспериментах результаты не подтвердили предсказания теоретических работ.

Двумерные соединения, особенно имеющие толщину в один атомный слой, представляют собой новый класс двумерных материалов. Имея в виду большой набор комбинаций атомов разного типа, число возможных соединений может быть очень велико и некоторые из них могут обладать интересными свойствами. Гипотетические двумерные соединения на поверхности кремния Si(111) в последние годы стали объектом теоретических исследований. В частности, было предсказано, что в результате модификации поверхности Au/Si(111) атомами In, Bi, Tl, Pb, Ge или Sn [1, 2] она может приобрести свойства широкозонного двумерного топологического изолятора. Наличие свойств двумерного топологического изолятора также предсказывалось и для двумерных соединений, образованных элементами III и V групп на поверхности Si(111) [3, 4].

Проверка справедливости этих теоретических предсказаний – это актуальная задача для экспериментаторов. Используя набор методов анализа поверхности, включающий дифракцию медленных электронов, сканирующую туннельную микроскопию и фотоэмиссионную спектроскопию с угловым разрешением, мы исследовали механизмы формирования, состав, структуру и электронные свойства ряда двумерных соединений из списка тех, что были рассмотрены теоретически. В частности, были

изучены двумерные системы (In, Bi)/Si(111) [5], (Tl, Bi)/Si(111) [6], (Tl, Sb)/Si(111), а также поверхность Au/Si(111), модифицированная адсорбцией атомов In, Tl [7, 8], Bi и Sn. В этих работах было обнаружены разнообразные интересные явления, связанные с особенностями формирования двумерных соединений, их структурой и свойствами. Однако ни одно из теоретических предсказаний не было подтверждено.

Литература

1. F.-C. Chuang et al. // *Physical Review B*, V. 93, 035429 (2016).
2. B. Huang et al. // *Physical Review B*, V. 93, 115117 (2016).
3. F.-C. Chuang et al. // *Nano Letters*, V. 14, 2505 (2014).
4. L.-Z. Yao et al. // *Scientific Reports*, V. 5, 15463 (2015).
5. N.V. Denisov et al. // *Surface Science*, V. 651, 105 (2016).
6. D.V. Gruznev et al. // *Scientific Reports*, V. 6, 19446 (2016).
7. D.V. Gruznev et al. // *Surface Science*, V. 605, 1420 (2011).
8. L.V. Bondarenko et al. // *Scientific Reports*, V. 3, 1826 (2013).

Влияние деформации на мемристорный эффект вертикально ориентированных углеродных нанотрубок

М.В. Ильина*, Ю.Ф. Блинов, О.И. Ильин, А.А. Коньшин, И.А. Мальков, О.А. Агеев

Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, ул. Шевченко, 2, корп. «Е», Таганрог, 347922.

*mailina@sfedu.ru

Экспериментально установлено, что с ростом неравномерной деформации углеродной нанотрубки от 0,2 до 2 нм уменьшается ее сопротивление в низкоомном и в высокоомном состояниях. Показано, что наиболее ярко мемристорный эффект углеродных нанотрубок проявляется при деформации 1-2 нм, что соответствует условию компенсации внутреннего электрического поля пьезоэлектрическим, возникающим под действием внешнего электрического поля.

Введение

Стремительное развитие электронных устройств создает постоянный спрос на разработку новых технологий энергонезависимых запоминающих устройств [1]. Одним из перспективных направлений в данной области является создание и исследование мемристорных структур на основе наноразмерных материалов. Особый интерес для создания таких структур, благодаря высокой масштабируемости и технологии контролируемого роста, представляют углеродные нанотрубки. Ранее было показано, что вертикально ориентированные углеродные нанотрубки (ВО УНТ) проявляют мемристорный эффект, связанный с их деформацией и формированием внутреннего электрического поля в результате проявления пьезоэлектрического эффекта [2-4].

Целью работы является исследование влияния величины неравномерной упругой деформации ВО УНТ на проявление мемристорного эффекта.

Методика эксперимента

Массив ВОУНТ выращивался методом плазмохимического осаждения из газовой фазы. Диаметр и высота нанотрубок определялись на основе статистической обработки изображений растрового электронного микроскопа (РЭМ) и составляли 108 ± 39 нм и $2,23 \pm 0,37$ мкм, соответственно (рис. 1). Экспериментальная структура представляла собой ВОУНТ, выделенную из массива методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). В качестве верхнего электрода выступал вольфрамовый зонд радиусом 146 нм, в качестве нижнего – проводящий слой из Ni и Ti на поверхности подложки.

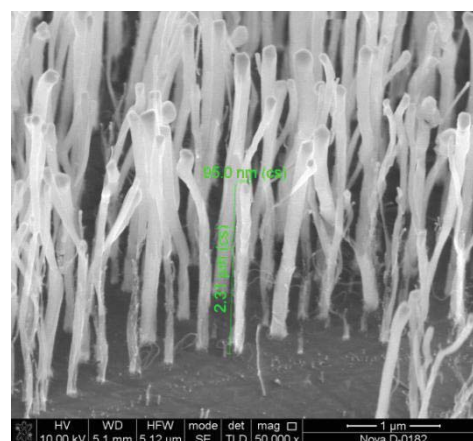


Рис. 1. РЭМ-изображение экспериментального образца вертикально ориентированных углеродных нанотрубок

Неравномерная упругая деформация нанотрубки ΔL_0 формировалась при приложении внешнего поля напряженностью 10^9 В/м между ВОУНТ и зондом СТМ и поддерживалась равной величине туннельного зазора d . Вольтамперные характеристики (ВАХ) ВОУНТ измерялись в режиме СТМ-спектроскопии при приложении пилообразного импульса напряжения ($0 \rightarrow U \rightarrow 0$) амплитудой $U = 4$ и 10 В, длительностью 0,1 с.

Результаты и обсуждения

В результате экспериментальных исследований было установлено, что при малом напряжении ($U = 4$ В) увеличение деформации ВОУНТ ΔL_0 от 0,2 до 2 нм не оказывает существенного влияния на величину отношений сопротивлений нанотрубки в высокоомном и низкоомном состояниях ($R_{HR}/R_{LR} = 2 - 3$), что связано с одновременным уменьшением сопротивлений R_{HR} и R_{LR} при увеличении значения $\Delta L_0 = d$ (рис. 2а).

При $U = 10$ В также наблюдалось одновременное уменьшение значений R_{HR} и R_{LR} при росте ΔL_0 от 0,2 до 2 нм: R_{HR} уменьшалось от 120 до 40 МОм, R_{LR} – от 62,5 до 5 МОм, соответственно (рис. 2б). При этом в области малых напряжений (до 0,5 В) R_{HR} составляло порядка 1 ГОм, что соответствовало моменту времени, когда $\Delta L_0 < d$. Значение отношения сопротивлений нанотрубки R_{HR}/R_{LR} составляло более 20 при деформации $\Delta L_0 = 1-2$ нм (рис. 2б).

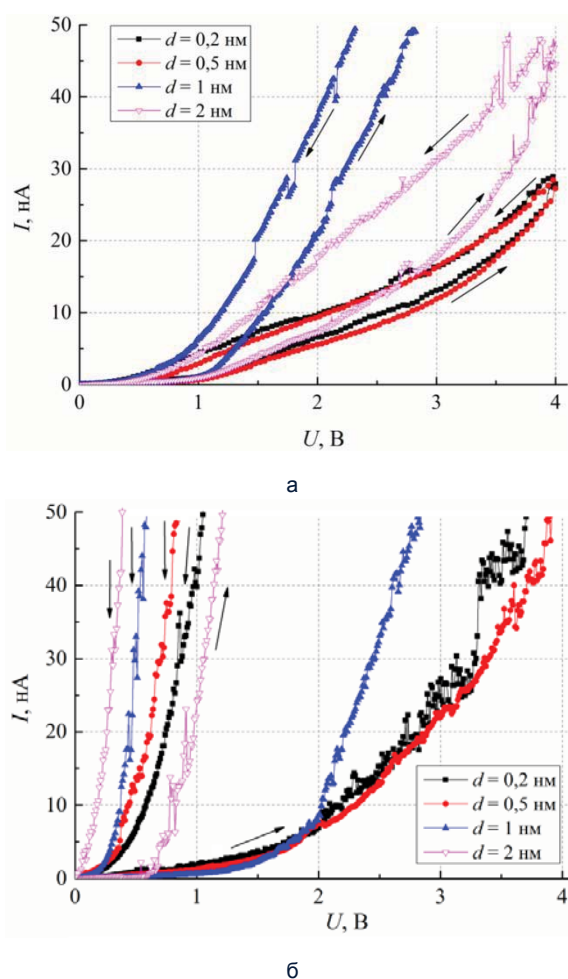


Рис. 2. ВАХ индивидуальной ВОУНТ при разном значении деформации $\Delta L_0 \approx d$: а) $U = 4$ В; б) $U = 10$ В

Таким образом, значения сопротивлений R_{HR} и R_{LR} ВОУНТ уменьшаются с ростом деформации как при $U = 4$ В, так и при $U = 10$ В (рис. 2). Наблюдаемая зависимость связана с ростом значения внутреннего электрического поля нанотрубки при увеличении деформации ΔL_0 и согласуется с ранее полученными теоретическими результатами [4]. При

этом рост значения R_{HR}/R_{LR} с увеличением амплитуды U вызван перераспределением неравномерной деформации нанотрубки ΔL_0 и уменьшением соответствующего ей внутреннего электрического поля пьезоэлектрическим полем, пропорциональным значению прикладываемого напряжения. Таким образом, величина деформации нанотрубки ΔL_0 , при котором наблюдается максимальное значение R_{HR}/R_{LR} , определяется из условия компенсации внутреннего электрического поля нанотрубки, связанного с деформацией ΔL_0 , пьезоэлектрическим полем, возникающим при приложении внешнего электрического поля к деформированной нанотрубке.

Полученные результаты могут быть использованы для создания мемристорных структур на основе неравномерно деформированных углеродных нанотрубок. Результаты получены с использованием оборудования НОЦ и центра коллективного пользования «Нанотехнологии» Южного федерального университета.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 16-29-14023 офн_м и № 16-37-00101 мол_а).

Литература

1. J.S. Meena, S.M. Sze, U. Chand et al., Overview of emerging nonvolatile memory technologies // *Nanoscale Research Letters*, V. 9 (1), 1 (2014).
2. О.А. Агеев, Ю.Ф. Блинов, О.И. Ильин и др., Мемристорный эффект на пучках вертикально ориентированных углеродных нанотрубок при исследовании методом сканирующей туннельной микроскопии // *ЖТФ*, Т.83 (12), 128 (2013).
3. О.А. Агеев, Ю.Ф. Блинов, О.И. Ильин и др., Исследование резистивного переключения вертикально ориентированной углеродной нанотрубки методами сканирующей зондовой микроскопии // *ФТТ*, 4, 807 (2015).
4. О.А. Ageev, Yu.F. Blinov, M.V. Ilina et al., Modeling and experimental study of resistive switching in vertically aligned carbon nanotubes // *Journal of Physics Conference Series*, 741(1), 012168 (2016).

Структурно-морфологические особенности мезокристаллов TiC, WRe₂C, CeO₂

Б.С. Каверин^{1,*}, С.А. Гусев², А.М. Объедков¹, Н.М. Семенов¹, М.А. Каткова¹,
Г.А. Забродина¹, К.В. Кремлев¹, Д.А. Татарский², П.А. Юнин², И.В. Вилков^{1,3},
М.А. Фаддеев³

1 Институт металлоорганической химии им. Г. А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, 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

Получены новые гибридные материалы, представляющие собой МУНТ, декорированные наночастицами TiC, WRe₂C, CeO₂. Осаждение наночастиц осуществлялось методом CVD и с помощью гидротермального синтеза. Методами РФА, РЭМ, ПЭМ, ПЭМВР исследованы структурно-морфологические особенности металлосодержащих наночастиц, образующихся в процессе синтеза. Установлены условия синтеза при которых наночастицы формируются в виде мезокристаллов различной степени совершенства.

Введение

Самосборка наночастиц представляет собой мощный метод их интеграции в самоформирующиеся ансамбли с коллективными свойствами, которые отличаются от свойств отдельных наночастиц и массивных материалов того же самого химического состава. По сравнению с классическим кристаллическим ростом через посредничество ионов и молекул, кристаллографически упорядоченная самосборка частиц рассматривается как «неклассическая кристаллизация», и конечный продукт обозначается термином «мезокристалл» [1]. Впервые термин «мезокристалл» введен авторами работы [2]. Более расширенное толкование данного термина приведено в работе [3].

Нами выполнено осаждение дистанционно разделенных металлосодержащих наночастиц на субстрат в виде «ваты» из МУНТ с применением различных прекурсоров как методом CVD, так и методом гидротермального синтеза. Найдены условия при которых наночастицы имеют морфологию и структуру мезокристаллов.

Эксперимент

Осаждение TiC на МУНТ проводилось методом МОСVD в вакууме из паров Sr₂TiCl₂. Температура испарителя МОС 160°C, температура осаждения 910°C. [3]. Обнаружено образование мезокристаллических нано- и микрочастиц различной степени совершенства (рис. 1а), а также показана ориентирующая роль МУНТ (рис. 1б). Наиболее совершен-

ные кубические мезокристаллы образуются в результате послойной самосборки (рис. 1в).

Осаждение вольфрам-рениевых наночастиц из паровой фазы смеси гексакарбонила вольфрама и диридейдекарбонила осуществлялось в запаянных ампулах из пирексового стекла. Температура осаждения 420°C, время осаждения 2 часа. Количество МУНТ во всех экспериментах составляло 20 мг, а соотношение W к Re в газовой фазе менялось от двукратного избытка Re до двукратного избытка W. При исследовании методом РФА установлено, что пики фазы Re-W-C весьма широкие, что дает сильную неоднозначность идентификации. Возможно присутствие серии как индивидуальных, так и смешанных карбидов. Например, для образца с соотношением W:Re 1:2 методом ПЭМВР установлено наличие карбида WRe₂C (рис. 2в).

Наночастицы CeO₂ были осаждены на поверхность МУНТ в условиях низкотемпературного гидротермального синтеза [4]. В качестве прекурсора использовались синтезированные нами на основе α-аминогидроксамовых (глицин-, аланин- и фенилаланин-) кислот водорастворимые комплексы (рис. 3а). СЭМ и ПЭМ изображения мезокристаллов CeO₂ представлены на (рис. 3б и рис. 3в) соответственно.

Заключение

Показано, что при термическом разложении металлоорганических соединений в газовой фазе и разложении полядерных металламикроциклических комплексов в условиях низкотемпературного гид-

ротермального синтеза на поверхности МУНТ образуются металлосодержащие наночастицы (оксидов и карбидов), имеющие мезокристаллическую структуру. Преобладанию процесса «неклассической кристаллизации» способствует как сложный состав маточной среды, так и наличие подложки в виде «ваты» из МУНТ, обладающей развитой поверхностью и создающей значительное количество центров зародышеобразования.

Работа выполнена в рамках проекта 14-13-00832, поддержанного РФФ. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

Литература

1. J. Fang, B. Dinga, H. Gleiterb // *Cem. Soc. Rev.*, V. 40, 5347 (2011).
2. H. Colfen, S. Mann // *Angew. Chem. Int. Ed.*, V. 42, 2350 (2003).
3. Б.С. Каверин, К.В. Кремлев, А.М. Обьедков и др. // Труды XIX симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Т. 1, 266 (2015).
4. K.V. Kremlev, M.A. Samsonov, G.S. Zabrodina et al. // *Polyhedron*, V. 114, 96 (2016).

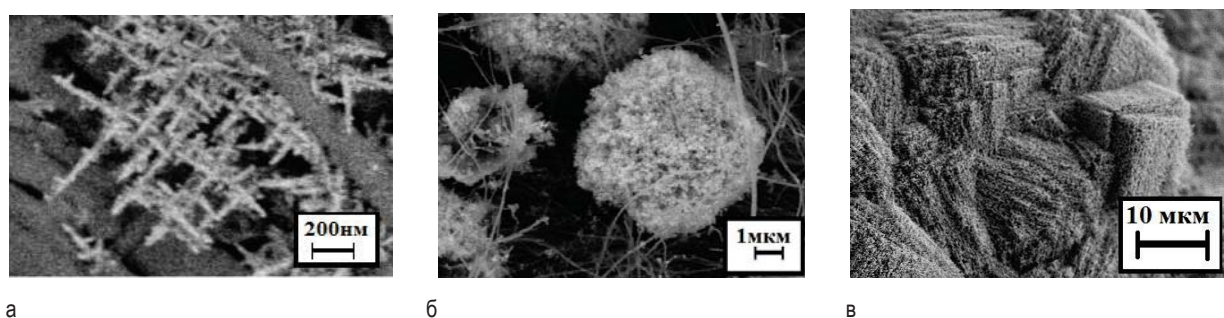


Рис. 1. Нанодендриты и мезокристаллы TiC на поверхности МУНТ

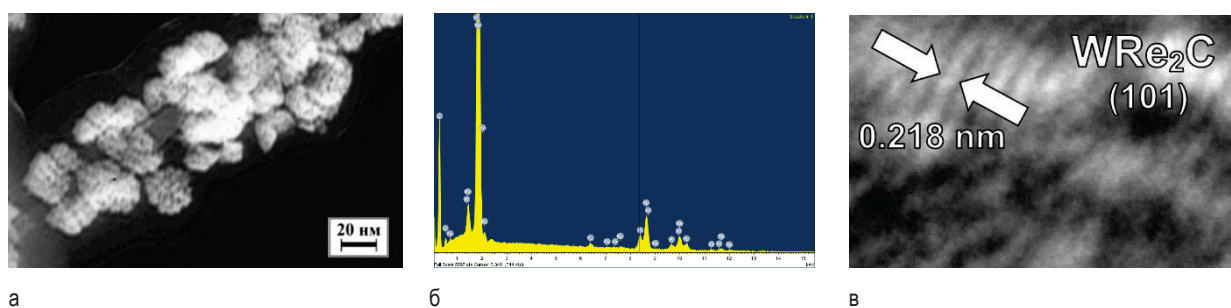


Рис. 2. а – ПЭМ изображение наночастицы WRe_2C на поверхности МУНТ, б – ЭДС спектр WRe_2C на поверхности МУНТ, в – ПЭМВР изображение наночастицы WRe_2C

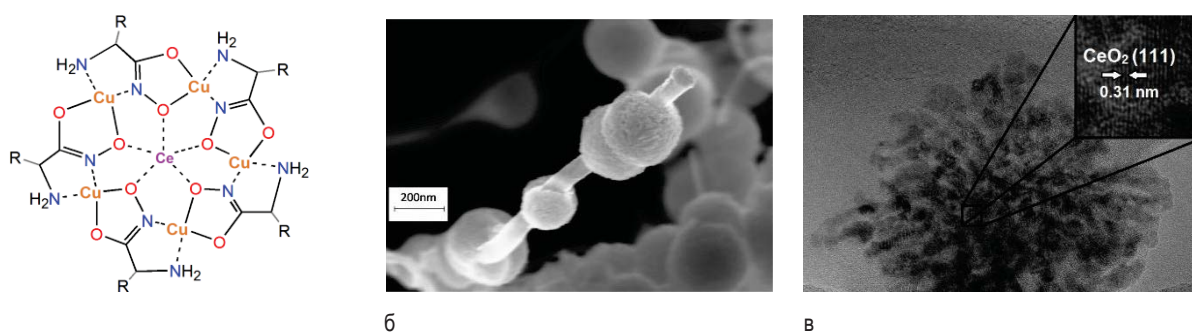


Рис. 3. а – Схема Ce(III)–Cu(II) 15-МС-5 металлкрауна, б – СЭМ изображение мезокристаллов CeO_2 , закрепленных на МУНТ, в – ПЭМВР изображение мезокристалла CeO_2

Нерезонансная прыжковая силовая микроскопия пьезоотклика

А.С. Калинин^{1, 2, *}, В.В. Поляков², В.А. Быков^{1, 2}

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, Московская область, г. Долгопрудный, 141701

² NT-MDT Spectrum Instruments, проезд № 4922, 4 стр. 3, г. Москва, Зеленоград, 124460

*akalinin@ntmdt-si.com

Разработан метод атомно-силовой микроскопии, позволяющий комплексный анализ морфологии поверхности, механических и сегнетоэлектрических свойств мягких, хрупких и плохозакрепленных образцов с нанометровым пространственным разрешением. Работа метода продемонстрирована на примере исследования пептидных нанотрубок дифенилаланина и матрицы коллагена.

Введение

Одним из уникальных методов атомно-силовой микроскопии (АСМ) является силовая микроскопия пьезоотклика — измерение локального механического отклика сегнетоэлектриков и пьезоэлектриков при подаче напряжения на острие находящегося в контакте с поверхностью образца зонда. Метод позволяет картирование доменной структуры с пространственным разрешением, ограниченном размером острия зонда (на уровне 20-50 нм), а также построение петель гистерезиса [1].

Недостатком данного метода является постоянный контакт зонда с поверхностью при переходе между точками измерения, что вызывает латеральное взаимодействие между зондом и образцом и, как следствие, разрушение мягких и хрупких объектов. Это существенно ограничивает класс образцов, которые могут быть исследованы. Для неразрушающего анализа пьезоэлектрических материалов, таких как тонкие полимерные пленки [2] и биопьезоэлектрики [3,4] был разработан новый метод атомно-силовой микроскопии — нерезонансная прыжковая силовая микроскопия пьезоотклика.

Описание метода

Нерезонансная прыжковая силовая микроскопия пьезоотклика является развитием недавно представленной нерезонансной прыжковой микроскопии — метода сканирования, основанного на записи и обработке в режиме реального времени высокоскоростных силовых кривых. Их обработка в режиме реального времени позволяет за одно измерение получать следующие свойства образца: рельеф поверхности, распределение электростатических

сил, работы адгезии зонда к образцу, проводимости, карту модуля Юнга образца [5].

Для реализации исследования пьезоотклика, данный метод был дополнен возможностью подачи переменного напряжения на проводящее острие зонда непосредственно в момент контакта с поверхностью и регистрации амплитуды и фазы латерального (в направлении, параллельном поверхности образца) и вертикального (в направлении, перпендикулярном поверхности образца) механического отклика образца вследствие попадания в переменное электрическое поле зонда. Картирование амплитуды и фазы колебаний дают информацию о доменной структуре образца: распределении пьезоэлектрического коэффициента и направлении поляризации, соответственно. Благодаря отводу зонда в каждом периоде, не происходит деформации образца при переходе к следующей точке, что позволяет измерение хрупких, мягких и плохозакрепленных объектов без их разрушения.

Результаты

Работа методики была апробирована на двух типах образцов: коллагеновой матрице стромы сетчатки и самосборке пептидных нанотрубок дифенилаланина.

Коллаген — один из наиболее известных биоматериалов, проявляющих пьезоэлектрические свойства. Коллаген состоит из упорядоченных фибриллярных белков, образующих прочную кристаллическую матрицу [6]. Использование традиционного контактного метода для исследования матрицы весьма затруднительно ввиду её крайне развитого рельефа: латеральное взаимодействие зонда с отдельными фибриллами вносит серьезные искажения

в результаты измерений. Благодаря принципу работы, основанному на отрыве зонда от поверхности после каждой измеренной точки, нерезонансная прыжковая микроскопия пьезоотклика позволила проведение исследований данного класса образцов без внесения искажений, обусловленных морфологией поверхности.

На рисунке 1 представлены результаты измерения матрицы коллагена I типа. Изображения демонстрируют рельеф (а), фазу латерального пьезоотклика (б), характеризующую направление вектора поляризации, адгезию зонда к поверхности (в) и модуль упругости (г).

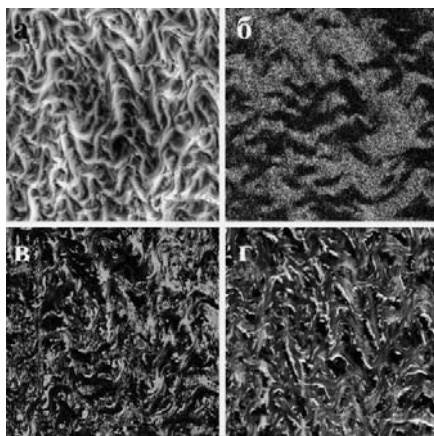


Рис. 1. Матрица коллагена. (а) рельеф, (б) фаза латерального пьезоотклика, (в) адгезия зонд-образец, (г) модуль упругости. Размер изображений 15×15 мкм. Образец предоставлен: М. Paukshto, Fibralign Corp

Пептидные нанотрубки дифенилаланина — био-пьезоэлектрик с наибольшим известным на данный момент пьезоэлектрическим коэффициентом [4]. Исследование пьезоотклика таких образцов традиционным контактным методом приводит к разрушению нанотрубок, в особенности диаметром менее 100 нм. В тоже время, предложенным методом нерезонансной прыжковой микроскопии удалось провести неразрушающие измерения, результаты которых представлены Рисунке 2. Фаза латерального пьезоотклика демонстрирует трубки с противоположным направлением поляризации (светлые и тёмная).

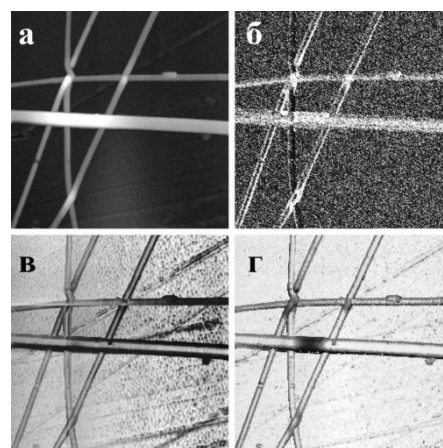


Рис. 2. Пептидные нанотрубки дифенилаланина. (а) рельеф, (б) фаза латерального пьезоотклика, (в) адгезия зонд-образец, (г) модуль упругости. Размер изображений 5×5 мкм. Образец предоставлен: А.Л. Холкин, University of Aveiro, Португалия

Литература

1. Nanoscale characterisation of ferroelectric materials: scanning probe microscopy approach / ed. by A. Marin, A. Gruverman. New York: Springer (2013).
2. K.S. Ramadan, S. Evoy. A review of piezoelectric polymers as functional materials for electromechanical transducers // *Smart Materials and Structures*. V. 23, N. 3. P. 33001-33027 (2014).
3. M. Minary-Jolandan, M.-F. Yu, Uncovering Nanoscale Electromechanical Heterogeneity in the Subfibrillar Structure of Collagen Fibrils Responsible for the Piezoelectricity of Bone // *ACS Nano*. 2009. V. 3, N. 7. P. 1859-1863 (2009).
4. A.L. Kholkin, N. Amdursky, I. Bdikin, E. Gazit, G. Rosenman. Strong piezoelectricity in bioinspired peptide nanotubes // *ACS Nano*. V. 4, N 2. P. 610-614 (2010).
5. J. Montenegro, C. Vazquez-Vazquez, A.S. Kalinin, K.E. Geckeler, J.R. Granja. Coupling of peptide and carbon nanotubes // *J. Am. Chem. Soc.*, (2014)
6. H. Athenstaedt. Pyroelectric and piezoelectric properties of vertebrates // *Ann. NY Acad. Sci.* 238, 68–94 (1974)

СТМ-исследования атомной структуры азотированного графена на поверхности Ni(111)

С.Л. Коваленко^{1,*}, О.И. Канищева^{1,2}, Т.В. Павлова¹, Б.В. Андриюшечкин¹, К.Н. Ельцов¹

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38, Россия

² Московский физико-технический институт, 141701 Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пр. д.9, Россия

*stanislav.l.kovalenko@gmail.com

Представлены СТМ-результаты исследования атомной структуры азотированного графена на поверхности Ni(111). Установлено, что наблюдаемые в СТМ-кадрах атомные дефекты могут быть вызваны замещением атомов углерода в положении над атомом (on-top) решетки Ni(111) атомами азота.

Введение

Функционализированные графены являются перспективными материалами для создания низкоразмерных электронных приборов. Одним из направлений по функционализации графена является легирование графена, в частности, атомами азота [1]. Легирование графена азотом может быть проведено непосредственно в процессе разложения азотсодержащих молекул над активным металлом (Ni, Co), при имплантации азота в графен, путем химического взаимодействия графена с азотсодержащими молекулами и т.п. [1]. Показано [2, 3], что дисперсия электронов в монослое азотированного квазисвободного графена на поверхности Ni(111) (N-MGr/Au/Ni(111)) обладает запрещенной щелью в конусе Дирака, что открывает возможность использования графена в нанoeлектронике. К сожалению, данная система до сих пор была изучена только интегральными методами (XPS, ARPES) [2, 3] и отсутствует информация о местах расположения атомов азота в решетке графена. В данном сообщении рассмотрены поверхностные атомные структуры в азотированном графене на грани Ni(111). Изучены структурные особенности графена до и после интеркаляции золота в интерфейс N-MGr/ Ni(111).

Результаты и обсуждение

Монослой азотированного графена (N-MGr) был получен путем термопрограммируемого синтеза из ацетонитрила (C₂H₃N): адсорбция ацетонитрила

(10⁻⁶ Торр) при температуре 600 °C поверхности Ni(111) в течение 20 мин, после чего прогрев при 480 °C в течение часа в условиях сверхвысокого вакуума. Для формирования монослоя золота в интерфейсе N-MGr/Ni(111) золото напылялось на поверхность при 25 °C и проводился десятиминутный отжиг образца при 450 °C. Все технологические операции, анализ структуры и состава поверхности реализованы в единой сверхвысоковакуумной установке, оснащенной электронным оже-спектрометром (ЭОС), дифрактометром медленных электронов (ДМЭ), сканирующим туннельным микроскопом (СТМ), квадрупольным масс-спектрометром, ячейками напыления, системой напуска газов, системой нагрева образцов и кварцевым измерителем толщины.

N-графен. Напуск ацетонитрила на горячую (600 °C) поверхность Ni(111) не приводил к формированию графена в отличие от синтеза N-графена методом CVD из триазина [2]. В СТМ-кадрах наблюдались только одноатомные цепочки. Прогрев при 480 °C в течение часа формировал монослой N-графена. В обзорных СТМ-кадрах углеродный слой не имеет разрывов, а на кадрах с атомным разрешением всегда наблюдается гексагональная структура с периодом ≈2.5 Å, соответствующая решетке графена. В картинах ДМЭ наблюдаются четкие рефлексы в виде гексагона без каких-либо дополнительных рефлексов. Получаемый графен является однослойным (MGr), т.к. в СТМ-кадрах не встречаются области со структурой стоячих электрон-

ных волн в решетке ($\sqrt{3 \times \sqrt{3}}R30^\circ$, характерной для квазисвободного графена и многослойных графенов, включая графит. В оже-спектре помимо углерода наблюдается пик азота ($\approx 1\%$), а в СТМ-кадрах – точечные дефекты, связанные с азотом. Для выяснения структуры азотных дефектов были привлечены ТФП-расчеты. Сравнение расчетных и экспериментальных СТМ-кадров позволяет утверждать, что дефекты на поверхности MGr/Ni(111) являются дефектами замещения атома углерода в графене в положении над атомом (on-top) решетки Ni(111). На рис.1а, в представлены экспериментальное и расчетное СТМ-изображения дефекта замещения.

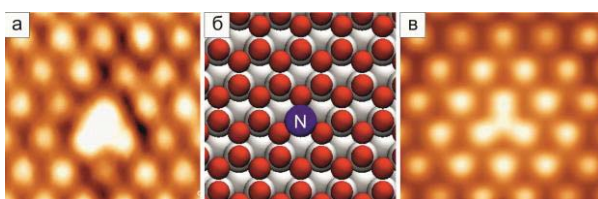


Рис. 1 а) СТМ-изображение дефекта замещения в азотированном графене на поверхности Ni(111) ($15 \times 14 \text{ \AA}$, $I_t = 1.6 \text{ нА}$, $U_t = -2 \text{ мВ}$), б) модель дефекта замещения атома углерода в положении над атомом (on top) решетки Ni(111) и в) соответствующие теоретическое СТМ-изображение

Интеркаляция золота в N-графен. Критерием внедрения золота в интерфейс N-графен/Ni(111) является возникновение сети петлевых дислокаций, характерных для системы Au/Ni(111) [4]. Действительно, на СТМ-кадрах наблюдались петлевые треугольные дислокации с периодичностью 26 \AA . Также после интеркаляции золота на поверхности

графена наблюдаются локальные дефекты с характерным окружением их стоячими электронными волнами со структурой ($\sqrt{3 \times \sqrt{3}}R30^\circ$. Хотя атомная структура дефектов и не была установлена, но можно утверждать, что эти дефекты связаны с атомами азота в решетке графена, т.к. их концентрация более чем на порядок превышает концентрацию дефектов для аналогичной системы с нелегированным графеном, MGr/Au/Ni(111) [5].

Таким образом, на поверхности Ni(111) нами синтезирован монослой азотированного графена с концентрацией азота $\approx 1\%$ и установлено, что атомы азота внедрены в решетку графена путем замещения атомов углерода в положении над атомом (on-top) решетки Ni(111).

Данная работа поддержана РФФИ (грант 15-02-09106) и Программой Президиума РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

Литература

1. Wang H., Maiyalagan Th., Wang X.// ACS Catal. V.2, 781 (2012).
2. Usachov D., Vilkov O., Gruneis A. et al.// Nano Letters V.11, 5401 (2011).
3. Usachov D., Fedorov A., Vilkov O. et al.// Nano Letters V.14, 4982 (2014).
4. Jacobsen J., Nielsen L.P., Besenbacher F. et al.// Physical Review Letters V.75, 489 (1995).
5. Ельцов К.Н., Павлова Т.В. Коваленко С.Л. и др.// Материалы XX Международного симпозиума «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород -2016., Т. 1, С. 293.

Особенности реакции йодирования поверхности Ni(111). СТМ- и ТФП-исследование

Н.С. Комаров^{1,*}, Т.В. Павлова¹, Б.В. Андрущечкин¹

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

*nikita.voramok@gmail.com

В данной работе представлены результаты исследования адсорбции молекулярного йода на поверхность Ni(111) методами сканирующей туннельной микроскопии и дифракции медленных электронов вместе с результатами моделирования атомной структуры поверхности на основе теории функционала плотности.

Введение

Целью данной работы является определение всех поверхностных фаз, которые формирует хемосорбированный йод на поверхности Ni(111), описание фазовых переходов между ними и изучение структуры поверхности йодида никеля. В качестве основного метода исследований использовалась сверхвысоковакуумная сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) в комбинации с расчетами на основе теории функционала плотности (ТФП) в рамках программного пакета VASP.

Эксперимент

Все эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке с базовым давлением не хуже 1.5×10^{-10} Торр. Адсорбция йода на поверхность Ni(111) проводилась из тонкого капилляра диаметром 2 мм, расположенного на расстоянии 3 см от образца.

Результаты и обсуждение

Было установлено, что на начальной стадии адсорбции I_2 на поверхность Ni(111) происходит формирование слоя хемосорбированного йода, структура которого описывается простой соразмерной решеткой $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ (рис.1а), что соответствует степени покрытия 0.33 монослоя (МС). ТФП-расчеты, показали, что атомы йода в решетке $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ занимают на поверхности Ni(111) положения 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 несоразмерной структуры (рис.1б). Атомный механизм фазового перехода (соразмерная - несоразмерная фаза)

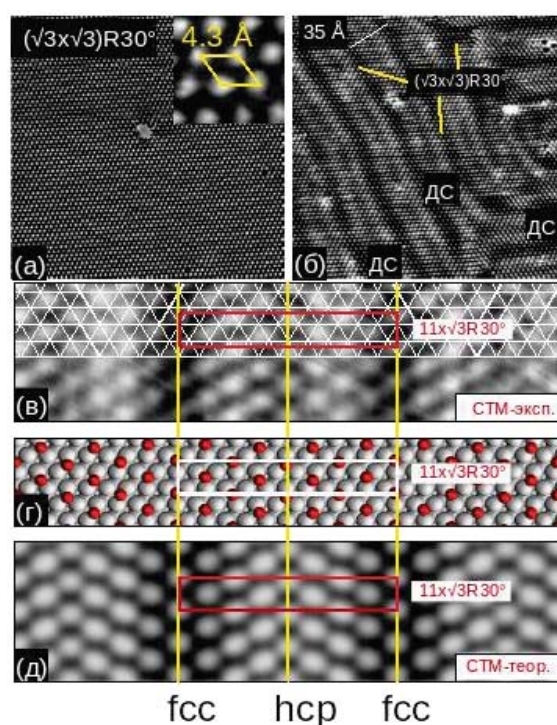


Рис. 1. а) СТМ-изображение ($250 \times 250 \text{ \AA}^2$, $I_t = 0.2 \text{ нА}$, $U_s = -130 \text{ мВ}$) поверхности Ni(111), покрытой монослоем хемосорбированного йода со структурой $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ ($\theta = 0.33 \text{ МС}$); б) СТМ-изображение ($250 \times 250 \text{ \AA}^2$, $I_t = 0.2 \text{ нА}$, $U_s = -130 \text{ мВ}$) максимально сжатой фазы ($\theta = 0.364 \text{ МС}$); в) СТМ-изображение ($69 \times 18 \text{ \AA}^2$, $I_t = 0.2 \text{ нА}$, $U_s = -200 \text{ мВ}$) максимально сжатой фазы, совмещенное с треугольной сеткой, соответствующей решетке Ni(111); г) Оптимизированная модель структуры ($11 \times \sqrt{3}R30^\circ$), полученная с помощью ТФП; д) Расчетное СТМ-изображение структуры ($11 \times \sqrt{3}R30^\circ$).

заключается в формировании периодического массива сверхплотных линейных доменных стенок (областей в которых плотность атомов оказывается выше, чем в окружающих доменах $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$). СТМ-изображение максимально сжатой фазы ($11 \times \sqrt{3}R30^\circ$) представлено на рис. 1в. Теоретически

рассчитанное СТМ-изображение фазы ($11 \times \sqrt{3}R30^\circ$) представлено на рис.1д. Данное СТМ-изображение фазы ($11 \times \sqrt{3}R30^\circ$), построенное на основе модели из рис.1г, подтвердило, что атомы в темных полосах занимают положение г.ц.к., а доменная стенка является суперпозицией областей атомов в мостиковом и г.п.у. положениях (рис. 1д).

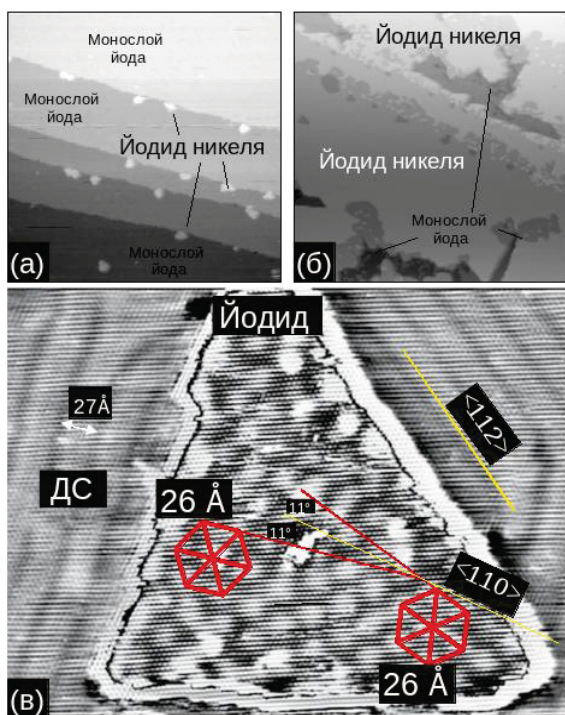


Рис. 2. а) Панорамное СТМ - изображение ($1000 \times 1000 \text{ \AA}^2$, $I_t = 0.2 \text{ нА}$, $U_s = -683 \text{ мВ}$) хемосорбированного йода на поверхности Ni(111) с зародышами йодида никеля у краев ступеней; б) Панорамное СТМ - изображение ($1000 \times 1000 \text{ \AA}^2$, $I_t = 0.2 \text{ нА}$, $U_s = -683 \text{ мВ}$) пленки йодида никеля; в) СТМ - изображение, записанное с атомным разрешением ($418 \times 326 \text{ \AA}^2$, $I_t = 0.2 \text{ нА}$, $U_s = -1311 \text{ мВ}$) островка йодида никеля окруженного, хемосорбированным слоем йода

После насыщения слоя хемосорбированного йода при $\theta=0.364$ МС дальнейшая адсорбция йода приводит к зародышеобразованию и росту островков йодида никеля. На рис.2а показано СТМ-изображение, на котором видны островки вблизи атомных ступеней. Мы интерпретируем появление островков как начальную стадию роста пленки йодида никеля. Последующее увеличение степени покрытия приводит к агломерации островков и формированию сплошной пленки йодида (рис.2б).

СТМ-изображение островка йодида никеля, окруженного хемосорбированным йодом, представлено на рис.2в. Помимо атомной модуляции с периодом $3.9\text{-}4.0 \text{ \AA}$ видна сверхструктура типа муара с периодом около 26 \AA . Анализ СТМ-изображения позво-

ляет утверждать, что островок йодида никеля содержит две области, в которых решетка муара развернута относительно направления подложки $\langle 110 \rangle$ на угол $\pm 11^\circ$. Сравнительный фурье-анализ фрагментов атомной структуры островка и монослоя хемосорбированного йода показал, что атомная решетка йодида никеля развернута относительно решетки Ni(111) на небольшой угол $\approx 0.8\text{-}1.0^\circ$.

Обычно картина муара возникает при наложении двух атомных решеток. Векторы обратной решетки муара являются линейными комбинациями векторов обратных решеток верхнего и подлежащего слоев. В качестве верхней решетки в данном случае может выступать немного увеличенная гексагональная решетка йодида никеля. В роли подлежащего слоя могут выступать как хемосорбированный йод, так и чистая подложка Ni(111). С первого взгляда первый вариант кажется обоснованным, так как реализуется для ряда изученных систем галоген/металл: CuI/Cu(100), CuI/Cu(111), CuI/Cu(110), AgI/Ag(100) [1]. Однако, вследствие одноосного сжатия решетки монослоя хемосорбированного йода должно было бы наблюдаться заметное отклонение решетки муара от гексагональной, что не соответствует экспериментальным данным. Кроме того, периодичность полученной картины муара в данном случае была бы равной $\sim 50 \text{ \AA}$, что также противоречит эксперименту. Если такой «интерфейсный» слой йода между йодидом никеля и поверхностью Ni(111) отсутствует, то нижним слоем должна являться решетка подложки, Ni(111). В этом случае, если использовать параметры решеток NiI₂ ($b_1=b_2=3.9\text{-}4.0 \text{ \AA}$) и Ni(111) ($a_{Ni}=2.49 \text{ \AA}$), угол разворота между ними $0.8\text{-}1.0^\circ$, то период картины муара будет $26\text{-}27 \text{ \AA}$, что находится в согласии с экспериментом.

Результат более точной подгонки структурных параметров в реальном пространстве позволяет заключить, что постоянная решетки йодида никеля равна $3.95 \pm 0.01 \text{ \AA}$ (против 3.89 \AA в гексагональной плоскости объемного кристалла NiI₂), а угол разворота по отношению к направлению $\langle 112 \rangle$ Ni(111) составляет $0.97^\circ \pm 0.10^\circ$.

Литература

1. В.В. Andryushechkin. Halogens adsorption on metals in Surface and Interface Science Vol.5/6, Wandelt K. (Ed.), WILEY 2016, P. 207-254.

Поведение хлорированной поверхности Cu(111) при нагревании до температур десорбции

Н.С. Комаров^{1,*}, Т.В. Павлова¹, Б.В. Андрушечкин¹, А.Н. Климов¹, К.Н. Ельцов¹

¹ Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

*nikita.voramok@gmail.com

Изучена динамика десорбции хлорирования поверхности Cu(111). Представлены спектры термодесорбции, полученные при изучении процесса десорбции хлора из различных поверхностных структур, включая как монослойное покрытие, так и хлоридные структуры.

Введение

В работе Павловой и др. [1] теоретически был изучен процесс десорбции монослоя хлора с поверхности Cu(111). В частности, были рассмотрены возможные каналы десорбции, вычислены энергии десорбции из различных хлорных структур для различных продуктов десорбции в интервале от 0.03 до 0.42 монослоев (МС). К сожалению, имеющихся экспериментальных данных по температурно—программируемой десорбции (ТПД) для системы Cl/Cu(111) [2, 3] недостаточно для установления какие из теоретически предложенных каналов десорбции хлора реализуются в эксперименте. В данной работе проведены прецизионные эксперимента с целью получения набора ТПД спектров, описывающих десорбцию хлора из различных поверхностных структур, включая как монослойное покрытие, так и хлоридные структуры.

Эксперимент

Все эксперименты с использованием ДМЭ, СТМ (GPI-300), ЭОС, ТПД проводились в сверхвысоковакуумной установке. Давление остаточных газов в камере не превышало 1.5×10^{-10} Торр. Адсорбция хлора на переднюю поверхность образца Cu(111) производилась как из объема камеры так и из тонкого капилляра диаметром 2 мм, расположенного на расстоянии 3 см от образца. Скорость линейного нагрева образца при записи термодесорбционных спектров составляла 1К/с.

На первом этапе эксперимента была подготовлена чистая и атомарно-гладкая поверхность Cu(111). Для этого применялись циклы ионного травления (Ag^+ , 1кэВ, 10 мин) и нагрева до температуры 950 К. Критерием готовности поверхности для дальнейшего эксперимента служило отсутствие линии O, C, S в оже-спектре, наличие четкой (1×1)-

картины ДМЭ и наблюдение атомных террас на СТМ-кадрах.

На втором этапе эксперимента проводилась запись спектров ТПД с поверхности Cl/Cu(111) как от монослойного покрытия, так и от пленки хлорида меди. Для контроля температуры поверхности образца в торец образца была зачеканена хромель-алюмелевая термопара, что позволило измерять температуру поверхности образца с точностью не хуже чем ± 2 К. Для оценки степени покрытия хлором поверхности Cu(111) высчитывались площади под кривыми термодесорбционных спектров. В масс-спектрометре детектировались ионы Cu_2Cl^+ ($m/e=161$), $CuCl^+$ ($m/e=98, 100$), Cl^+ ($m/e=35, 37$), Cu^+ ($m/e=63, 65$).

Результаты и обсуждение

На рис. 1а представлены спектры термодесорбции ($m/e=98$), полученные для до монослойной степени покрытия хлором поверхности Cu(111). На начальной степени покрытия (≤ 0.08 МС) пик десорбции имеет максимум при температуре 856 К. Положение пика не меняется при изменении степени покрытия. При степени покрытия хлором от 0.08 МС до 0.33 МС (когда на поверхности Cu(111) завершается образование соразмерной структуры $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ из атомов хлора) положение максимума сдвигается в область более низких температур до 835 К. Дальнейшее увеличение степени покрытия до насыщенного монослоя (0.42 МС) приводит к уширению пика термодесорбции, при этом положение пика не меняется. Во всех случаях пики термодесорбции являются несимметричными.

Экспериментальное положение пиков термодесорбции в диапазоне (823 ÷ 835 К) соответствует теоретической модели, в рамках которой единст-

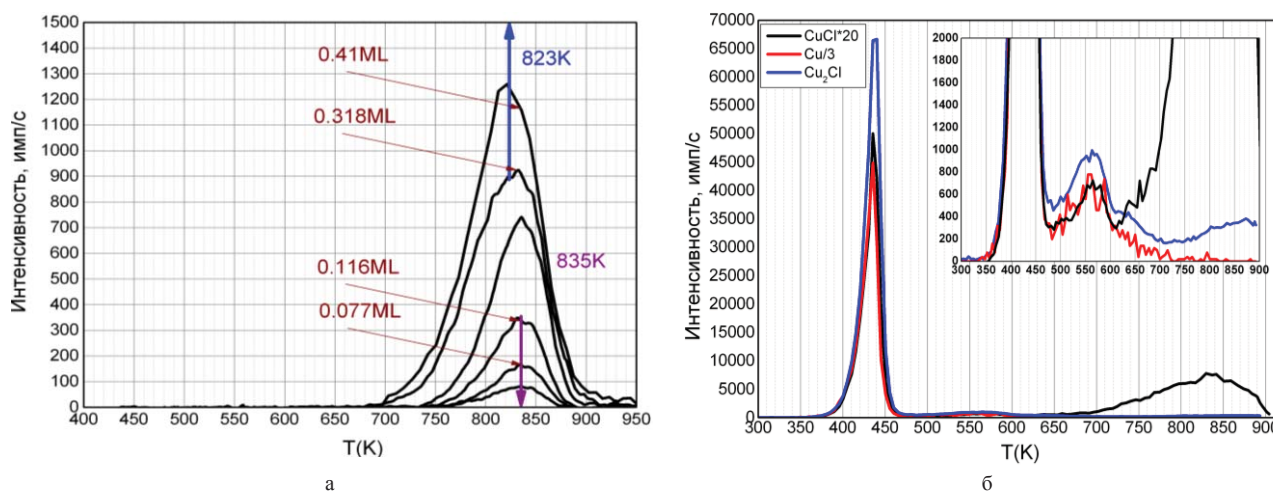


Рис. 1. а) Спектры ТПД Cl/Cu(111) (CuCl^+ , $m/e=98$), для до монослойной степени покрытия хлором поверхности Cu(111). Хлорирование производилось из объема камеры при $T_{\text{образца}}=420$ К, дозой 2Л, 1,31Л, 0,65Л, 0,39Л, 0,19Л, 0,1Л. б) Спектр термодесорбции после хлорирования поверхности Cu(111) дозой 100Л при $T_{\text{образца}}=180$ К. (CuCl^+ $m/e=98$, Cu^+ $m/e=63$, Cu_2Cl^+ $m/e=161$). Скорость нагрева составляла 1 К/с.

венным каналом десорбции является хлор слетающий в виде CuCl с краев атомных ступеней в диапазоне 840 ÷ 859 К [1].

На рис. 1б представлен спектр ТПД, полученный после хлорирования поверхности Cu(111) дозой 100Л при температуре образца 180 К. Спектр термодесорбции состоит из трех пиков с максимумами при 463 К, 593 К и 823 К. Как было установлено в работе [2], низкотемпературный пик с максимумом при 463 К связан с сублимацией объемного хлорида меди через удаление тримеров Cu_3Cl_3 , а широкий пик при 823 К обусловлен десорбцией хемосорбированного хлора. Промежуточный пик, с максимумом при 593 К, наблюдался для данной грани впервые. Промежуточный пик и пик, связанный с сублимацией хлорида меди, имеют одинаковую фрагментацию Cu_3Cl_3 . Мы связываем пик при $T=593$ К с десорбцией кластеров поверхностного хлорида меди сформированных на междоменных (Cu(111)-(12×√3R30°)-Cl) границах после насыще-

ния хемосорбированного покрытия, поскольку адсорбированный хлор формирует домены (Cu(111)-(12×√3R30°)-Cl) с различным направлением сжатия, а в области междоменных границ формируются островки CuCl [4].

Данная работа поддержана РФФИ (грант 15-02-99607).

Литература

1. T.V. Pavlova, B.V. Andryushechkin, G.M. Zhidomirov // J. Phys. Chem. C, V. 120 (5), P. 2829–2836 (2016).
2. K.N. El'tsov, G.Y. Zueva, A.N. Klimov, V.V. Martynov, A. M. Prokhorov // Surf. Sci., V. 251-252, P. 753–758 (1991).
3. P.J. Goddard, R.M. Lambert // Surf. Sci., V. 67, P. 180–194 (1977).
4. Б.В. Андрияшечкин, К.Н. Ельцов // Труды ИОФАН, т 59, стр. 106 (2003).

Применение методов нелинейной оптики для характеристики свойств наноструктур

Е.Д. Мишина, С.Д. Лавров, А.П. Шестакова, Н.Э Шерстюк

Московский технологический университет (МИРЭА), проспект Вернадского 78, Москва, 119454

*mishina_elena57@mail.ru

Рассматриваются особенности применения нелинейно-оптической микроскопии для исследования симметрии, структуры и электронных свойств наноразмерных объектов различных материалов: нанослоев и наноструктур сегнетоэлектриков, двумерных полупроводников. Приводятся примеры исследования свойств материалов методами генерации второй оптической гармоники и транзитного отражения при внешних воздействиях – импульсов электрического поля различной длительности, при сильном фотовозбуждении, при импульсном тепловом воздействии.

Введение

Нелинейно-оптические методы исследования твердотельных структур получили широкое распространение в связи с доступностью в настоящее время фемтосекундных лазеров, позволяющих получать высокую плотность поля в импульсе, достаточную для эффективного осуществления нелинейно-оптического процесса, но не приводящих к необратимому деструктивному воздействию на образец. Особенности нелинейно-оптических процессов позволяют характеризовать пленки различных материалов с толщиной вплоть до монослоя. Латеральное разрешение оптического микроскопа существенно хуже. В связи с этим ограничение на размер нанобъекта, доступного для нелинейно-оптических исследований, составляет $1 \times 200 \times 200 \text{ нм}^3$.

В данной работе рассматриваются особенности применения нелинейно-оптической микроскопии для исследования симметрии, структуры и электронных свойств наноразмерных объектов различных материалов: нанослоев и наноструктур сегнетоэлектриков, двумерных полупроводников.

Методом микроскопии, основанной на генерации второй гармоники (ГВГ) исследуются структурные особенности нецентросимметричных материалов. ГВГ микроскопия может осуществляться при приложении электрического и магнитного полей. В этом случае, помимо кристаллографической симметрии исследуются локальные особенности нелинейных магнито-оптического и электро-оптического эффектов, а также доменная структура материалов (сегнетоэлектриков, магнетиков, мультиферроиков). Процессы «переключения» параметра порядка под действием полей могут быть исследо-

ваны как в квазистатическом, так и в динамическом режимах.

Методом микроскопии, основанной на измерении транзитного отражения под действием мощного лазерного импульса, исследуются процессы фотовозбуждения и релаксации носителей заряда, прежде всего, в полупроводниках.

Методика

Нелинейно-оптическая микроскопия может проводиться как с использованием коммерческих конфокальных микроскопов, допускающих использование импульсного фемтосекундного излучения ближнего ИК диапазона (для того, чтобы излучение ГВГ попадало в видимый диапазон), так и лабораторные установки, использующие конфокальную геометрию.

Информация, которая может быть получена из ГВГ-изображений, определяется тензорным соотношением для нелинейной поляризации на частоте второй гармоники $\vec{P}_{2\omega}$ типа:

$$\vec{P}_{2\omega} = \hat{\chi}^{(2)} \vec{E}_\omega \vec{E}_\omega + \hat{\chi}^{(3)} P_\Omega \vec{E}_\omega \vec{E}_\omega + \hat{\chi}^{(3)} M_\Omega \vec{E}_\omega \vec{E}_\omega, \quad (1)$$

где $\hat{\chi}^{(2)}$, $\hat{\chi}^{(3)}$ нелинейные восприимчивости второго и третьего порядка, соответственно, \vec{E}_ω – напряженность поля падающей волны, P_Ω и M_Ω – диэлектрическая (квазистатическая) поляризация и намагниченность, соответственно (полное выражения для источников излучения на частоте ВГ представлены в работе [1]). Тензорный характер соотношения (1) дает информацию о симметрии и кристаллографической ориентации исследуемых материалов, микроскопические выражения для компонент тензоров $\hat{\chi}^{(2)}$ и $\hat{\chi}^{(3)}$ – информацию об электронной структуре [2].

При исследовании кинетики релаксации носителей детектирующий и возбуждающий каналы разделяются. При этом отношение плотности энергии в каналах различается на порядок, между возбуждающим и детектируемым импульсов вводится задержка в пределах от нуля до нескольких сотен пикосекунд. Регистрируется транзитное отражение (пропускание), наведенное мощным фемтосекундным импульсом. Наличие транзитного отражения вызвано нелинейным процессом на восприимчивости $\hat{\chi}^{(3)}$ за счет фотогенерации носителей.

Микрокристаллиты WSe_2

Наноразмерные полупроводниковые кристаллиты дихалькогенидов переходных металлов, к которым относится WSe_2 , могут быть получены, аналогично графену, методом механической эксфолиации или методом химического осаждения из газовой фазы. Упаковка атомов в слое является гексагональной. Би- и более толстые слои могут быть упакованы как нецентросимметричным образом (3-R политип), так и центросимметричным (2-H политип) образом. Для определения кристаллографической структуры и ориентации микрокристаллитов проводится микроскопия ГВГ при различных азимутальных положениях образцов. Такие исследования дополнительно позволяют определить толщину структуры, а также распределение дефектов.

$(BaSr)TiO_3$, локальное переключение

Методом микроскопии ГВГ исследовано пространственное распределение поляризации в наноразмерных эпитаксиальных пленках $(BaSr)TiO_3$ (BST) при приложении электрического поля в плоскости пленки, а также в перфорированных пленках BST (фотонных кристаллах). Методом травления фокусированным ионным пучком в зазоре между электродами формируется перфорация – двумерная периодическая структура.

Как следует из выражения (1), интенсивность второй гармоники в сегнетоэлектрике пропорциональна квадрату диэлектрической поляризации. На основе измерений зависимости интенсивности ГВГ от внешнего поля могут быть получены петли диэлектрического гистерезиса. В результате исследований методом нелинейно-оптической микроскопии показано, что интенсивность ГВГ в зазорах, содержащих перфорацию, заметно выше интенсивности в неперфорированной области. При этом контраст

переключения в области отверстия и в промежутке между отверстиями совпадает. Локальная переключаемость диэлектрической поляризации тестировалась дополнительно методом атомно-силовой микроскопии.

$(PbZr)TiO_3$, лазерная кристаллизация

Явление ГВГ широко используется для исследования структурных фазовых переходов, особенно для переходов из центросимметричной в нецентросимметричную фазу. Микроскопия ГВГ информативна при исследовании фазовых переходов (обратимых и необратимых) в микроструктурах различных типов [3], включая исследования кинетики перехода.

Тонкие сегнетоэлектрические пленки $(PbZr)TiO_3$ (ЦТС) изготавливаются в виде центросимметричного прекурсора с последующим отжигом в печи. Для создания сегнетоэлектрических микроструктур на основе ЦТС нами был предложен метод локального лазерного отжига. Этот метод позволяет получить в зависимости от параметров отжига субмикроструктуры, обладающие структурой перовскита, то есть находящиеся в сегнетоэлектрической фазе. Тестирование структур проводилось методом микроскопии ГВГ. Переключаемость диэлектрической поляризации тестировалась дополнительно методом атомно-силовой микроскопии.

Микрокристаллиты WSe_2 , кинетика

Кинетика возбуждения и релаксации носителей при регистрации транзитного отражения исследована в микрокристаллитах WSe_2 . Исследованы микрокристаллиты различной толщины, от 1 до 20 монослоев. Наблюдается изменение как амплитуды транзитного отражения, так и времен релаксации носителей. Показано, что такое изменение вызвано изменением зонной структуры двумерного полупроводника при изменении числа слоев.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-12080) и министерства образования и науки (госзадание 3.1923.2017/ПЧ, 16.4699.2017/ВУ).

Литература

1. M. Fiebig, V. V. Pavlov, R.V. Pisarev // J. Optic. Soc. Amer. B, V. 22 (1), 96 (2005).
2. N. Bloembergen
3. N. E. Sherstyuk, E. D. Mishina, S. D. Lavrov et al. // Ferroelectrics, V. 477, 29 (2015).

Распад фторированных фуллеренов $C_{60}F_{18}$ на поверхности $Cu(001)$ в реальном времени

Д.А. Музыченко^{1,*}, А.И. Орешкин¹, С.И. Орешкин², В.А. Яковлев³, Р. Murugan⁴, S.S. Chandrasekaran⁴, V. Kumar⁵, Р.З. Бахтизин⁶

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 Институт нефтехимического синтеза, Russian Academy of Sciences, 119991, Moscow, Russia.

⁴ CSIR Central Electrochemical Research Institute, Karaikudi-630003, Tamil Nadu, India.

⁵ Dr. Vijay Kumar Foundation, 1969 Sector 4, Gurgaon 122001, Haryana, India.

⁶ Физико-технический институт, Башкирский государственный университет, 450074, Уфа, Россия.

*mda@spmlab.ru

В работе исследована адсорбция и эволюция молекул фторфуллеренов $C_{60}F_{18}$ на поверхности $Cu(001)$ методом сверхвысоково-вакуумной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) в сочетании с численным моделированием в рамках теории функционала плотности (ТФП). Ключевой особенностью данного исследования является экспериментальное наблюдение распада молекул фторфуллеренов на поверхности $Cu(001)$, скорость которого напрямую зависит от начальной степени покрытия поверхности молекулами фторфуллеренов. Показано, что наиболее энергетически выгодное положение адсорбируемой молекулы относительно поверхности реализуется в случае, когда атомы фтора молекулы $C_{60}F_{18}$ направлены в сторону поверхности, при этом 6 атомов фтора отсоединяются от оригинальной молекулы. Основываясь на экспериментальных и теоретических исследованиях, было установлено, что отсоединившиеся атомы F образуют на поверхности $Cu(001)$ двумерный (2D) атомный газ, который препятствует дальнейшему контакту фторфуллеренов $C_{60}F_{12}$ с поверхностью $Cu(001)$, замедляя тем самым их дальнейший распад. Образовавшаяся на поверхности 2D газовая фаза, со временем индуцирует рост новых F-содержащих структур, в результате чего плотность газовой фазы падает, что приводит к возобновлению контакта молекул $C_{60}F_{12}$ с поверхностью $Cu(001)$ и их дальнейшему распаду. Экспериментально было показано, что при начальной степени покрытия 0.6 ML полное обесфторивание молекул $C_{60}F_{18}$ на поверхности $Cu(001)$ происходит в течении порядка 200 часов после их адсорбции.

Введение

В последнее десятилетие, органические материалы интенсивно вовлекаются в нанотехнологии и как неотъемлемые участники технологического процесса и как самостоятельные объекты в молекулярной нанозлектронике. Молекулы фуллеренов благодаря своей высокой электроотрицательности, легко образуют ионы и комплексы с переносом заряда, где выступают в роли акцептора электронов, эффективно разрушающего экситоны и образующего полноценные носители зарядов: свободные электроны и дырки, что делает их незаменимыми в задачах контролируемого легирования поверхности. Более того, в результате процессов фторирования, возможно как существенное увеличение электроотрицательности молекулы фуллерена, так и тонкая настройка ее электронных и оптических свойств. В настоящее время молекулы фторфуллерена эффективно применяются в качестве *p*-допанта для насыщенной водородом поверхности алмаза [1], эпитаксиальных пленок графена [2], а также создания органических светодиодов [3].

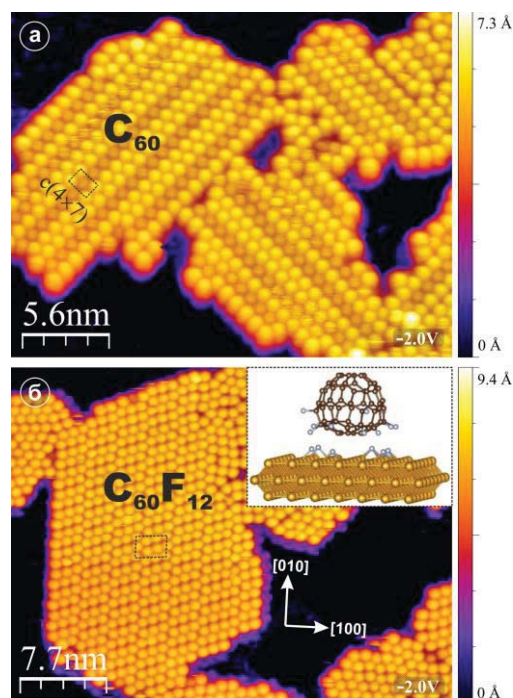


Рис. 1. Топографическое СТМ изображение 2D молекулярных островков C_{60} (а) и $C_{60}F_{12}$ (б) на поверхности $Cu(001)$, как результат адсорбции 0.28 ML и 0.6 ML молекул $C_{60}F_{18}$, соответственно

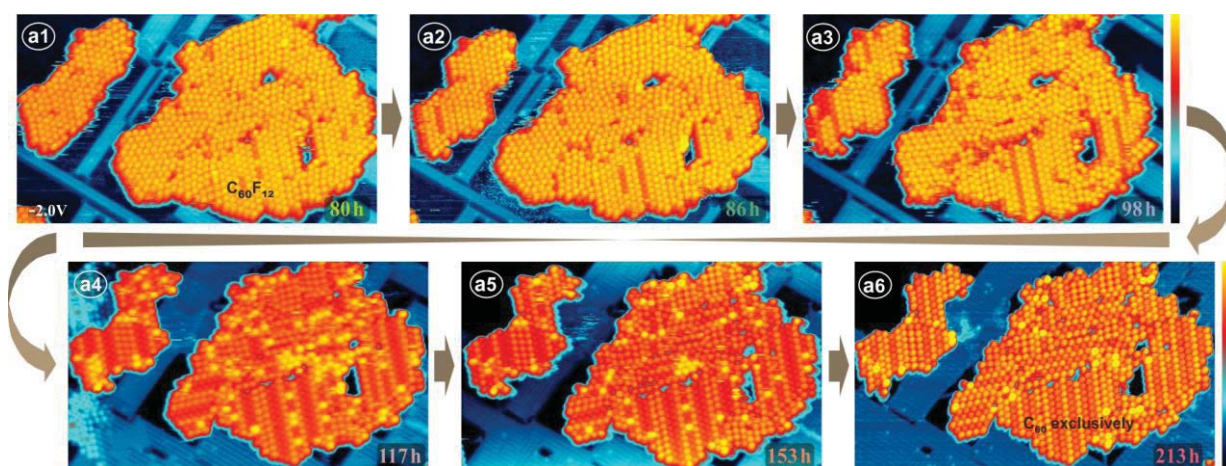


Рис. 2. Последовательная временная серия (a1 – a6) топографических СТМ изображений выбранного 2D молекулярного островка $C_{60}F_{12}$, демонстрирующая распад молекул фторфуллеренов в реальном масштабе времени

Поскольку большинство существующих и, тем более, предполагаемых применений фторфуллеренов связаны с взаимодействием их с поверхностями твердых тел, то анализ кристаллической и электронной структуры фторфуллереновых покрытий, исследование механизма роста пленок и их фундаментальных физических свойств является в настоящее время весьма актуальной проблемой.

Адсорбция и распад молекул $C_{60}F_{18}$ на поверхности $Cu(001)$

Экспериментально, с помощью сверхвысоковакуумного СТМ (10^{-11} мбар) была исследована адсорбция фторированных фуллеренов $C_{60}F_{18}$ на поверхности $Cu(001)$. В результате исследований было установлено, что в результате молекулярного напыления фторфуллеренов $C_{60}F_{18}$ на поверхность $Cu(001)$, в зависимости от начальной степени покрытия поверхности, возможно образование 2D островков, состоящих как из чистых молекул C_{60} (см. рис. 1а), так и из частично обесфторенных фуллеренов $C_{60}F_{12}$ (см. рис. 1б).

Теоретическое моделирование, основанное на ТФП, подтвердило, что атомы фтора (F) в молекуле $C_{60}F_{18}$ имеют тенденцию к отсоединению от фуллерена (см. вставку к рис. 1а) при адсорбции на поверхность $Cu(001)$. Было рассчитано, что молекула фторфуллерена теряет от 3 до 6 атомов F уже при первом контакте с поверхностью $Cu(001)$ в зависимости от ее ориентации относительно поверхности. Минимум полной энергии системы достигается в случае, когда атомы F в молекуле фторфуллерена направлены к поверхности, и 6 атомов F отсоединяются от молекулы $C_{60}F_{18}$.

Основываясь на экспериментальных и теоретических исследованиях, было установлено, что отсоединившиеся атомы F, при комнатной температуре, образуют на поверхности $Cu(001)$ 2D атомный газ, который препятствует дальнейшему контакту фторированных фуллеренов $C_{60}F_{12}$ с поверхностью $Cu(001)$, замедляя тем самым их дальнейший распад. Образовавшаяся 2D газовая фаза с течением времени индуцирует рост на поверхности $Cu(001)$ новых твердотельных F-содержащих структур, в результате чего плотность 2D газовой фазы падает, что свою очередь приводит к спонтанному контакту фторфуллеренов $C_{60}F_{12}$ с поверхностью и их дальнейшему обесфториванию. Динамический процесс роста новых F-содержащих структур и дальнейший распад фторированных фуллеренов наблюдались в реальном времени с помощью СТМ (см. рис. 2). Экспериментально было показано, что при начальной степени покрытия 0.6 ML полное обесфторивание молекул $C_{60}F_{12}$ (см. рис. 2a1) на поверхности $Cu(001)$ происходит в течении порядка 200 часов после их адсорбции. В результате, после полного распада фторфуллеренов, на поверхности $Cu(001)$ наблюдается стационарная картина, состоящая из 2D островков фуллеренов C_{60} с поверхностей реконструкцией $c(4 \times 7)$ и новых F-содержащих структур, занимающих всю площадь между фуллереновыми островками (см. рис. 2a6).

Литература

1. M. Edmonds et al. // J. Chem. Phys., 136, 124701 (2012)
2. A. Tadich et al. // Appl. Phys. Lett. 102, 241601 (2013)
3. P. Pahner et al. // Phys. Rev. B 88, 195205, (2013)

Влияние металлических наночастиц на оптические свойства центров окраски в щелочных фторидах

С.А. Небогин¹, Л.И. Брюквина^{2, *}, Н.А. Иванов^{1, §}

¹ Иркутский Национальный Исследовательский Технический Университет, ул. Лермонтова, 83, Иркутск, 664074.

² Институт лазерной физики СО РАН, ул. Лермонтова, 130 А, Иркутск, 664033.

*lbryukvina@mail.ru, §ivnik@istu.edu

Атомно-силовые изображения свежих сколов облученных и оптически и термически обесцвеченных фторидов щелочных металлов демонстрируют свето-индуцированную самоорганизацию в сторону укрупнения наночастиц. Увеличение температуры отжига обесцвеченных образцов демонстрирует обратную тенденцию – разукрупнение наночастиц и восстановление кристаллической решетки. Максимумы полос люминесценции ЦО рентгенизированных обесцвеченных кристаллов сдвинуты в длинноволновую область спектра.

Введение

Во фторидах щелочных металлов LiF и NaF под действием радиации создаются центры окраски, люминесценция которых имеет широкое применение в дозиметрии и лазерной физике, в создании микро- и наноустройств [1,2]. Условия и доза облучения, а также последующие термическая и оптическая обработки кристаллов, модифицируют кристаллическую решетку созданием металлических наночастиц, изменяют структуру ближайшего окружения центров окраски (ЦО), расширяя спектр их оптических свойств.

Нами было изучено влияние металлических наночастиц на оптические свойства F_2 , F_2^+ и F_3^+ люминесцирующих ЦО в кристаллах LiF и NaF.

Свето- и термоиндуцированная динамика центров окраски

Когда облученный любыми видами ионизирующего излучения, включая высокоинтенсивные фемтосекундные лазерные импульсы, кристалл подвергается последующему воздействию световых импульсов, в нем происходит преобразование ЦО и образование металлических наночастиц. На рис. 1 представлено светоиндуцированное движение наночастиц металла. Видно (рис. 1а), что под действием света происходит движение маленьких наночастиц к большим. В результате этого движения большие наночастицы становятся еще крупнее. Размеры наночастиц изменяются от меньше нанометра до сотен нанометров.

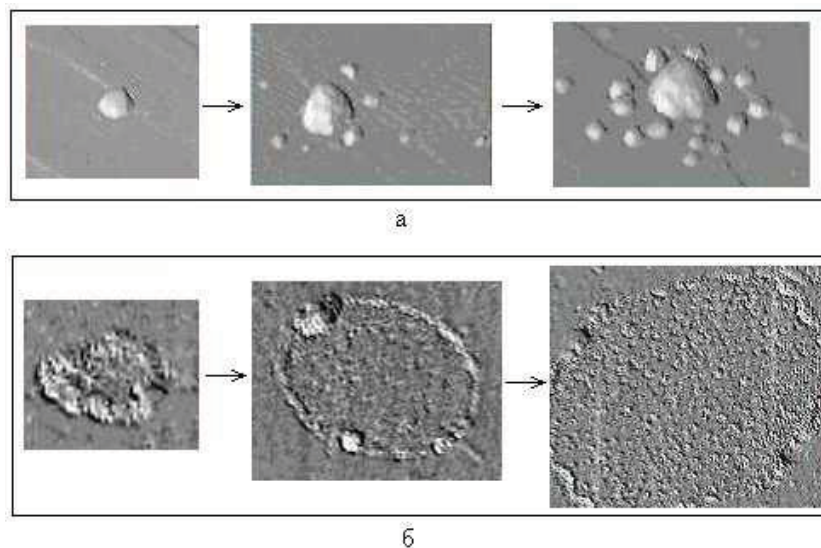


Рис. 1. Свето- (а) и термо- (б) индуцированное движение наночастиц натрия в кристалле NaF (AFM снимки)

На рис. 1б показан обратный процесс: термическое восстановление решетки NaF. Радиус орбиты «расщепления» наночастиц и восстановления решетки увеличивается (начиная с единиц и десятков нм до полного восстановления) в процессе восстановительного отжига. Снимки выполнены с помощью сканирующего мультимикроскопа СММ-2000.

Образование наночастиц происходит вследствие того, что ионы натрия или лития захватывают электроны в процессе обесцвечивания кристалла светом, превращаются в атомы лития или натрия. Затем атомы металла объединяются друг с другом, образуя наночастицу металла. В области образования наночастиц модифицируется кристаллическая решетка, фактически образуется некая «пустота». В данном месте решетка искажается, в области искажения меняются энергетические параметры решетки. Образуется «место стока» дефектов. Такие измененные места кристаллической решетки должны модифицировать свойства находящихся рядом ЦО, т.е. изменять их спектроскопические и люминесцентные свойства. Нами была поставлена задача выяснить, как наночастицы лития и их свойства влияют на свойства центров окраски.

Облученные обесцвеченные кристаллы LiF

Нами исследовались два типа кристаллов: с примесью свободных ионов гидроксила и с примесью комплексов металл-гидроксил. В результате обесцвечивания в кристалле со свободными ионами гидроксила остались две полосы с максимумами 228 и 487 нм. В кристалле с комплексами металл-гидроксил остались полосы с максимумами при 243 и 510 нм. Длинноволновые полосы вызваны наночастицами лития или смешанными литий-магниевыми наночастицами. В работах [ФТТ, 2012 Л.И. Брюквина; ФТТ, 1969 И.С. Радченко] сообщается, что полоса 470 нм и более соответствует диаметру частиц ~ 30 нм. Полоса 490 нм и более соответствует частицам диаметром до 50 нм. Что касается высокоэнергетической полосы, то толкование ее природы двоякое. Первое, это могут быть наночастицы малого размера - меньше нм [J. Phys. Soc. Japan, 1961 К. Kubo; Phys. Stat. Sol., 1963 К. Huml, A. Bohum.]. Второе, это может быть второй максимум кривой ослабления света наночастицами металла [Изв. АН СССР, сер. физ., 1968 И.С. Радченко, М.Е. Фонкич]. Причем, чем больше размер наночастицы, тем больше сдвиги обеих полос в длин-

новолновую сторону. В нашем эксперименте по обесцвечиванию в кристалле с примесью гидроксила образовались более мелкие частицы ~ 30 нм в диаметре (полосы ослабления света – 228 и 487 нм). В спектре кристалла с примесью комплексов магний-гидроксил наблюдаются более длинноволновые полосы – 243 и 510 нм, что соответствует диаметру наночастиц около 50 нм. Таким образом, светиндуцированное объединение наночастиц происходит интенсивнее в присутствии примесей.

Обесцвеченные кристаллы фторида лития были облучены рентгеновским излучением, в результате чего в них создались ЦО (рис. 2). Из рис. 2 видно, что наночастицы лития не разрушились, но образовались F (250 нм), F₂ (450 нм) полосы центров окраски.

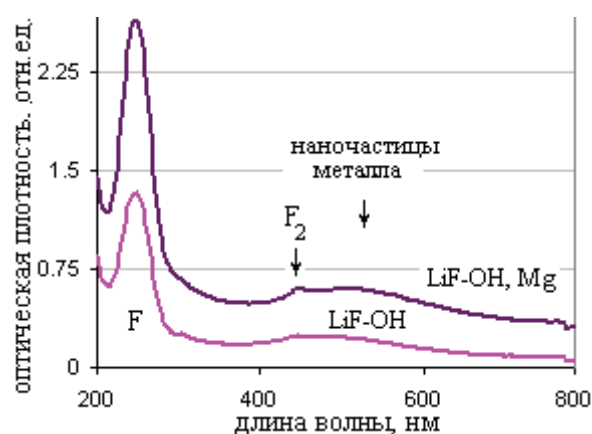


Рис. 2. Спектры поглощения рентгенизированных обесцвеченных кристаллов LiF

Спектры люминесценции демонстрируют присутствие также F₂ и F₃⁺ центров. Максимумы свечения при возбуждении светом с $\lambda=450$ нм составляют для F₃⁺ центров 544 нм, для F₂ центров – 663 нм. В соответствии с литературными данными свечение F₂ центров наблюдается в диапазоне 620-650 нм, F₃⁺ при 528 нм, в спектрах кристаллов с примесью магния при 517 нм. Следовательно, в рентгенизированных обесцвеченных кристаллах с наночастицами металла полосы люминесценции ЦО обнаруживают длинноволновый сдвиг.

Литература

1. Lyubov Bryukvina // J of Lumin., V. 162, 145 (2015).
2. Lyubov I. Bryukvina, Nikolay A. Ivanov // J of fluorine chemistry, V. 192 Part A, 124 (2016).

Модификация поверхностной структуры 3×3 силицена, вызванная адсорбцией водорода

А.И. Орешкин^{1*}, Jinglan Qiu², Huixia Fu², Yang Xu^{2,3}, Tingna Shao², Hui Li², Sheng Meng², Lan Chen², and Kehui Wu^{2,4}

¹ Moscow State University, Department of Physics, Moscow 119992, Russian Federation

² Institute of Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China

³ Department of Physics, Yunnan University, Kunming 650091, China

⁴ Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, Beijing 100871, China

*oreshkin@spmlab.phys.msu.su

Адсорбция водорода на поверхности Ag(111), покрытой одним монослоем силицена, была изучена методом сканирующей туннельной микроскопии/спектроскопии в условиях сверхвысокого вакуума при давлении порядка 10^{-10} миллибар и температуре 77 К с применением вычислений, основанных на теории функционала плотности. Было показано, что адсорбированный при комнатной температуре на поверхности силицена водород индуцирует хорошо упорядоченную 3×3 структуру. Для её описания была предложена теоретическая модель, основанная на механизме адсорбции семи атомов водорода в пределах элементарной ячейки структуры силицена (3×3) и изменения пространственной конфигурации связей между атомами кремния. Описанная модель хорошо согласуется с экспериментальными данными. Удаление водорода из силицена с восстановлением изначальной кристаллической структуры поверхности становится возможным при температуре 450 К. Изложенные процессы адсорбции и десорбции водорода оказывают влияние на электронные свойства силицена.

Введение

Энергетическая стабильность силицена впервые была исследована в работе [1] с помощью расчетов из первых принципов с использованием метода теории функционала плотности. Носители заряда в графене и в силицене имитируют поведение безмассовых релятивистских частиц, что предопределяет экзотические свойства этих материалов для практических применений в спинтронике и оптоэлектронике [2].

Эксперимент

Представленные в данной части работы СТМ эксперименты проводились в условиях сверхвысокого вакуума при базовом давлении в системе, равном 10^{-10} Торр. Кремний наносился на чистую поверхность Ag(111) при температуре 460 К путем прямого нагрева Si пластинки до 1300 К, расположенной непосредственно перед монокристаллом Ag(111). Адсорбция водорода производилась путём выдержки образца в потоке H₂, изначально проходящего через нагретую до температуры 2000 К вольфрамовую спираль при давлении $1 \times 10^{-5} - 1 \times 10^{-4}$ Па. Измерения были выполнены при температуре жидкого азота. Структура (4×4) является простейшей и наиболее изученной структурой силицена на поверхности серебра Ag(111). В этом случае период элементарной ячейки структуры изучаемой по-

верхности (3×3) – Si равен периоду элементарной ячейки структуры (4×4) – Ag. Эта структура была выбрана для изучения адсорбции водорода.

Результаты и дискуссия

Типичное СТМ изображение высокого разрешения поверхности силиценовой (3×3) плёнки с характерным гексагональным распределением треугольных структур вокруг тёмных центров показано на рисунке 1(a).

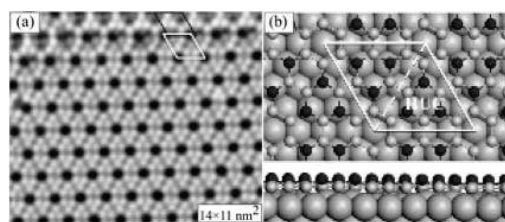


Рис. 1. СТМ изображение (a) и структурная модель (b) силицена (3×3) на поверхности Ag(111)

Каждая элементарная ячейка структуры силицена (3×3) состоит из двух половинок треугольной формы. Рисунок 1(b) показывает структурную модель, в которой тёмные кружки изображают выступающие вверх атомы кремния, расположенные приблизительно над вершинами атомов серебра. Светлые кружки меньшего диаметра представляют собой расположенные ниже атомы кремния. Таким образом, 18 атомов кремния присутствует в каждой

элементарной ячейке структуры силицена (3×3), но только шесть из них выпучены вверх. Эти шесть атомов соответствуют шести ярким рефлексам, наблюдаемым в СТМ изображении. В верхней правой части рисунка 1(а) видна область доменной границы. Эта область содержит другую метастабильную (3×3) структуру, известную как $\beta - (3 \times 3)$ фаза.

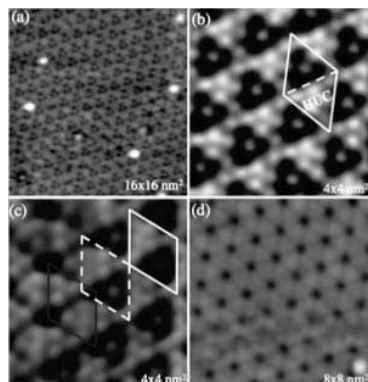


Рис. 2. (а) СТМ изображение поверхности силицена (3×3), насыщенного водородом. (б) Детальное СТМ изображение насыщенного водородом (3×3) фазы силицена. (в) СТМ изображение, дающее сравнение между положениями элементарной ячейки чистой поверхности силицена (тёмный ромб) и поверхности, насыщенного водородом (белый ромб). (г) Восстановленная чистая поверхность силицена (3×3), полученная в результате отжига поверхности, насыщенного водородом, до 450 К

Соответственно, нормальную (3×3) фазу принято называть $\alpha - (3 \times 3)$ фазой. При величине экспозиции водорода, равной 900 Ленгмюр, при комнатной температуре на поверхности силицена возникает структура с той же самой периодичностью (3×3). СТМ изображение высокого разрешения такой поверхности показывает существование двух неэквивалентных половин элементарной ячейки (шесть ярких рефлексов в одной половине и один рефлекс в центре другой половины элементарной ячейки) (рис. 2б). Расстояние между двумя ближайшими светлыми пятнами составляет 3.8 \AA , что соответствует параметру элементарной ячейки силицена (1×1). Рис. 2с показывает одновременное существование двух поверхностных фаз: чистую фазу (3×3) силицена и фазу силицена (3×3), насыщенную водородом. Элементарная ячейка чистой фазы выделена тёмным ромбом, элементарная ячейка фазы, насыщенного водородом показана белым ромбом. Как видно из приведенных изображений одна ячейка не переходит в другую путём трансляции. Такое поведение может быть возможным, если изгиб связей между атомами кремния меняется в процессе насыщения силицена водородом. Воз-

можная модель насыщения силицена водородом представлена на Рисунке 3(а). Конфигурации двух половин элементарной ячейки различны. Одна из них содержит шесть выступающих вверх атомов кремния, в то время как вторая – только один выступающий вверх атом кремния. Если атомы водорода адсорбируются только на выступающих вверх атомах кремния, должно быть семь ярких рефлексов в посчитанном СТМ изображении (Рисунок 3(б)), что хорошо согласуется с результатами эксперимента. Интересен тот факт, что насыщенная водородом фаза силицена может быть связана с наблюдаемой ранее метастабильной фазой $\beta - (3 \times 3)$ чистой поверхности силицена. Эта фаза часто наблюдается на границах домена, содержащего чистую $\alpha - (3 \times 3)$ фазу, где возникающее напряжение деформации может играть роль стабилизирующего фактора для возникновения метастабильной фазы. Структурная модель $\beta - (3 \times 3)$ фазы в точности совпадает с предложенной моделью, описывающей насыщение силицена водородом, если игнорировать атомы водорода (белые кружочки). В чистом силицене разница энергий между $\alpha - (3 \times 3)$ и $\beta - (3 \times 3)$ фазами незначительна, так что обе фазы могут сосуществовать на поверхности, хотя $\alpha - (3 \times 3)$ фаза встречается чаще и является доминантной. В силицене, насыщенном водородом, добавление атомов водорода изменяет изгиб связей между атомами кремния, увеличивая тем самым напряжение деформации. Таким образом, $\beta - (3 \times 3)$ фаза становится более стабильна.

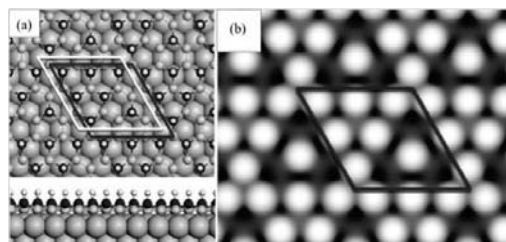


Рис. 3. (а) Структурная модель насыщенного водородом $\beta - (3 \times 3)$ фазы силицена. Белый и тёмный ромбы соответствуют $\alpha - (3 \times 3)$ и $\beta - (3 \times 3)$ фазам, соответственно. (б) Вычисленное СТМ изображение для $\beta - (3 \times 3)$ фазы

Работа была поддержана грантом РФФИ № 16-02-00818_a.

Литература

1. K. Takeda, K. Shiraishi // Phys. Rev. B 50, 4916-14922, (1994).
2. M. Ezawa // Phys. Rev. Lett. 110, 026603, (2013).

Исследование структур германена на поверхности золота

А.И. Орешкин^{1,*}, Д.А. Музыченко¹, С.И. Орешкин², С.С. Уставщиков³, А.В. Путилов³, А.Ю. Аладышкин³

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, 119992, Россия

² Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга, Москва, 119992, Россия

³ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, Россия

*oreshkin@spmlab.phys.msu.su

Целью данной работы являлось изучение процесса адсорбции германия на поверхности Au(111) с анализом особенностей роста сформированных на поверхности структур методом сверхвысоковакуумной низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии/спектроскопии. При степенях покрытия поверхности Au(111) германием меньше одного монослоя было выявлено зарождение затравочной фазы, состоящей из двух слоёв, содержащих неупорядоченные группировки атомов германия и золота, и имеющей тенденцию к упорядочению при повышении температуры образца. При степени покрытия ~1 монослоя было обнаружено возникновение поверхностной структуры ($\sqrt{7} \times \sqrt{7} - R19.1^\circ$), которую создает германен на поверхности Au(111). Высота ступеней, видимых на СТМ изображении при наблюдении этой структуры, по-прежнему, соответствует высоте атомной ступени золота (0.24 нм), что свидетельствует об однородном и равномерном покрытии поверхности золота слоем германена.

Введение

Силицен [1] и германен [2], представляют собой атомарный слой кремния или германия соответственно. Следует отметить, что германен и силицен могут быть созданы только искусственным путем, так как в природе не существует кристаллов, подобных графиту, использованному для получения графена. Для практического применения рассматриваемых материалов в электронной промышленности требуется детальное изучение их электронных свойств в разнообразных условиях.

Эксперимент

В качестве образца Au(111) использовалась эпитаксиально выращенная плёнка золота на слюде. Очистка поверхности образца производилась путем Ag⁺ ионной бомбардировки (2 кэВ, $p=8 \times 10^{-6}$ Торр) с последующим термическим отжигом при температуре 600 К. Данная процедура повторялась до получения на поверхности Au(111) хорошо воспроизводимой "herringbone" $22\sqrt{3}$ реконструкции с полным отсутствием посторонних примесей. Германий наносился на приготовленную таким образом поверхность методом электронно-лучевого напыления при комнатной температуре. Калибровка атомного потока источника германия выполнялась посредством кварцевого резонатора, предназначенного для измерения толщины плёнок. Давление в сверхвысоковакуумной камере в процессе напыления Ge на поверхность Au(111) оставалось в пределах диапазона 10^{-10} Торр. При проведении

СТМ исследований давление в системе составляло 1×10^{-10} Торр. Измерения проводились при температуре образца 77 К. В качестве зонда использовались вольфрамовые иглы, полученные из поликристаллической вольфрамовой проволоки методом электрохимического травления.

Результаты и дискуссия

Характерное СТМ изображение постоянного тока поверхности Au(111) после напыления 0.06 монослоя германия показано на Рисунке 1.

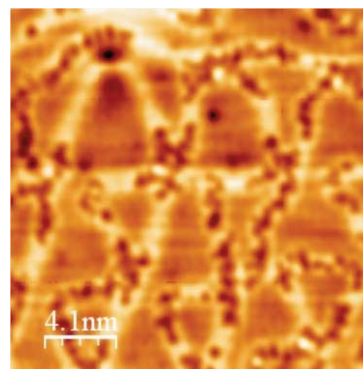


Рис. 1. СТМ изображение поверхности Au(111) после напыления 0.06 монослоя германия

Как видно из приведённого рисунка, реконструкция поверхности золота $22\sqrt{3}$ в этом случае подвергается серьёзному изменению. Типичные особенности, присущие реконструкции $22\sqrt{3}$, по-прежнему наблюдаемы. Однако, на поверхности появляются новые характерные особенности (тёмные пятна, отсутствовавшие на первоначальной структуре), площадь которых увеличивается с ростом степени

покрытия поверхности Ge. Рисунок 2(а, с) показывает СТМ изображения незаполненных электронных состояний образца, полученные при температуре 77 К, после напыления на поверхность золота 0.8 монослоя германия при комнатной температуре. На приведенных СТМ изображениях отчетливо видно существование двух поверхностных слоев, различающихся по высоте на величину, равной высоте моноатомной ступени золота для плоскости (111). Проведённые DFT-вычисления показали, что атом германия на поверхности золота Au(111) должен выглядеть как адатом, а не как тёмное пятно.

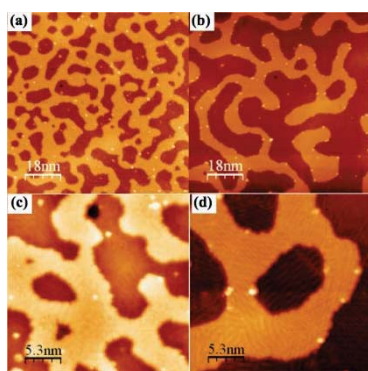


Рис. 2. СТМ изображения незаполненных электронных состояний образца, полученные при температуре 77 К, после напыления на поверхность золота 0.8 монослоя германия; (а), (б) непосредственно после нанесения, (в), (д) после прогрева образца до температуры 150°C

В этой связи появление тёмных областей на СТМ-изображении может быть обусловлено замещением поверхностного атома золота атомом германия. Вследствие чего, замещённые Au атомы группируются на поверхности, образуя дополнительный слой атомов золота. При дальнейшем нанесении атомов германия, они могут замещать атом золота как в первом, так и во втором слоях. Таким образом, наблюдаемая в СТМ экспериментах структура обоих слоёв выглядит одинаково. Рисунок 3(б, д) показывает СТМ изображения незаполненных электронных состояний образца, полученные при температуре 77 К, после напыления на поверхность золота 0.8 монослоя германия при комнатной температуре с последующим прогревом образца до температуры 150°C. Из приведённых СТМ изображений видно, что внутренняя структура первого и второго слоёв становится более упорядоченной, а площадь поверхности нижнего слоя увеличивается в размерах. При этом многообразие наблюдаемых в экспериментах поверхностных структур может

быть вызвано вариациями температуры подложки и плотности потока достигающих поверхности атомов германия.

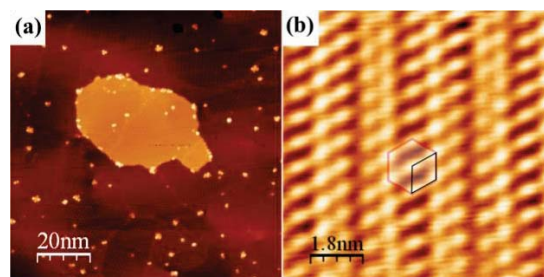


Рис. 3. (а), (б) СТМ изображение поверхности Au(111) после нанесения 1 монослоя Ge с последующим отжигом образца до температуры 150°C

Рисунок 3(а) показывает поверхность золота Au(111) после нанесения ~1 монослоя Ge с последующим отжигом образца до температуры 150°C. Высота островка над окружающей поверхностью равна 0.24 нм и соответствует высоте атомной ступени золота в плоскости (111). На рисунке 3(б) приведено СТМ изображение высокого разрешения на поверхности островка. Полученное изображение хорошо соответствует структуре германена ($\sqrt{7} \times \sqrt{7}$)-R19.1° по отношению к поверхности золота или ($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$)-R30° по отношению к германену [3]. Таким образом, синтез германена на поверхности Au(111) является двухступенчатым процессом. При начальном напылении германия на поверхность золота (меньше одного монослоя) происходит зарождение затравочной поверхностной фазы, представляющей собой двухслойную поверхностную структуру, каждый слой которой состоит из неупорядоченной группировки атомов золота и германия, что находится в хорошем согласии с данными фазовой диаграммы для системы (Au)-(Ge). Дальнейшее увеличение степени покрытия поверхности Au(111) германием приводит к возникновению на поверхности структуры германена ($\sqrt{7} \times \sqrt{7}$)-R19.1°.

Работа была поддержана грантом РФФИ № 16-02-00818_a.

Литература

1. P. Vogt, P. De Padova, C. Quaresima et al. // Phys. Rev. Lett., 108, 155501, (2012).
2. M.E. Davila, G. Le Lay // Scientific Reports 6, 20714, (2016).
3. M.E. Davila, L. Xian, S. Cahagirov et al. // New Journal of Physics 16, 095002, (2014).

Прецизионная расстановка атомов фосфора на поверхности Si(100) через маску из хемосорбированного хлора

Т.В. Павлова, В.М. Шевлюга, Б.В. Андрущечкин, Г.М. Жидомиров, К.Н. Ельцов*

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

*eltsov@kapella.gpi.ru.ru

Предложен механизм внедрения отдельного атома фосфора в поверхностный слой кремния путем адсорбции фосфина на хлорированную поверхность Si(001)-2x1 с дефектами (SiCl и SiCl₂), предварительно созданными зондом СТМ, с последующим прогревом образца.

Введение

Для создания элементов квантового компьютера в системе ³¹P-²⁸Si (регистров из одного и двух кубитов, одноэлектронных транзисторов в качестве конвертора спин/заряд, квантовых проводов [1,2]) требуются технологии прецизионного внедрения одиночных атомов примеси в поверхность кремния. Пока наиболее точным способом воздействия на поверхность твердого тела является т.н. СТМ-литография, когда удаление/создание атомных структур проводится при локальном воздействии зонда сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). В настоящее время для системы P:Si(001) сначала на поверхности Si(001) иглой СТМ создается исходная маска с использованием электронно-стимулированной десорбции отдельных атомов водорода, предварительно хемосорбированных на поверхность, затем производится адсорбция фосфина [3]. Молекулы PH₃ адсорбируются только на освобожденные от водорода места и после нагрева поверхности до ~650 К атомы фосфора замещают атомы кремния в димерах на поверхности Si(001)-2x1. Прогресс, достигнутый при использовании СТМ-литографии по монослою водорода, позволяет расставлять атомы фосфора на поверхности Si(001) с точностью до нескольких постоянных решетки кремния [4]. Неопределенность в расположении примесных атомов остается из-за того, что для диссоциации молекуле PH₃ требуется несколько свободных димеров, и кроме того, при нагреве может быть замещен любой близлежащий атом Si. Такая точность является достаточной для создания одноэлектронного транзистора, однако для создания взаимодействующих кубитов требуется внедрение фосфора вместо заранее выбранного атома кремния. В случае, когда два соседних атома фос-

фора расположены не вдоль высокосимметричных направлений (обменное взаимодействие максимально), а смещены от этого направления на одну или несколько постоянных решетки, обменное взаимодействие между парой кубитов может уменьшиться на порядок.

Результаты

Методом флэш-нагрева при давлении остаточных газов менее 2·10⁻¹¹ Торр была получена атомно-гладкая, чистая поверхности Si(100)-2x1 с концентрацией остаточных дефектов менее 1 %. Именно на такой поверхности были проведены эксперименты по адсорбции монослоя хлора и локальному удалению выделенных фрагментов хлорированной поверхности при воздействии зонда СТМ (СТМ-литография). Монослой хлора создавался путем адсорбции молекулярного хлора из эффузионного пучка при давлении в пучке 10⁻⁸ Торр в течение

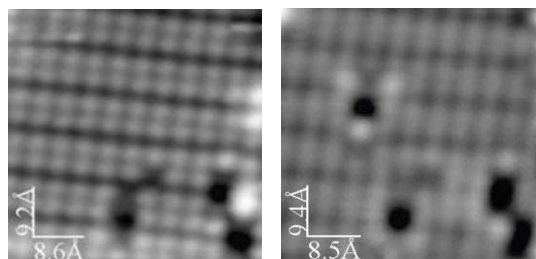


Рис. 1. СТМ-изображения хлорированной поверхности Si(100)-2x1-Cl до (слева) и после (справа) воздействия зонда СТМ ($U_t = +3.5$ эВ, обратная связь разорвана, $t = 5$ с) в центре кадра. Видно, что сформированный единственный дефект имеет специфическую форму

100-200 с. На рис.1 представлены СТМ-кадры до и после воздействия зондом СТМ на монослой хлора, созданный на поверхности кремния. Нам удалось помимо одномерных и двумерных фигур на поверхности кремния создать единственный дефект,

представляющий собой отдельную вакансию, предварительно идентифицированную как SiCl_2 . Для идентификации дефектов, полученных на поверхности $\text{Si}(001)\text{-}2\times 1\text{-Cl}$ при воздействии СТМ-иглы, проведено моделирование поверхности $\text{Si}(001)\text{-}2\times 1$, покрытой монослоем хлора с локальными дефектами — моно- и бивакансиями в слое адсорбата (Cl , Cl_2) и комбинированными вакансиями с удалением атомов кремния (SiCl и SiCl_2). Вычисления выполнены на основе теории функционала плотности (DFT) в программном пакете VASP, с использованием обобщенного градиентного приближения (GGA) и обменно-корреляционного функционала PBE с учетом Ван-дер-Ваальсовых взаимодействий по методу Гримме. Сравнивая экспериментальные СТМ-изображения с теоретическими (рис. 2), мы можем предварительно сделать вывод о том, что СТМ-иглой была создана вакансия SiCl_2 .

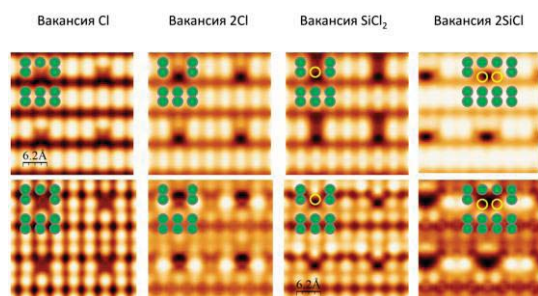


Рис. 2. Теоретические СТМ-изображения поверхности $\text{Si}(001)\text{-}2\times 1\text{-Cl}$ с локальными дефектами. Верхний ряд СТМ-изображений построен при напряжении -1.6 эВ (заполненные состояния), нижний ряд — при напряжении 1.5 эВ (пустые состояния). Атомы хлора обозначены зелеными кружками, вакансии кремния — кружками с желтыми границами

С использованием теории функционала плотности был изучен механизм внедрения отдельного атома фосфора в поверхностный слой кремния путем адсорбции фосфина на хлорированную поверхность $\text{Si}(001)\text{-}2\times 1\text{-Cl}$ с атомными дефектами, предварительно созданными зондом СТМ. Проведено моделирование атомных структур, содержащих молекулу PH_3 и фрагменты (PH_2 , PH и P), на которые она может диссоциировать, на поверхности $\text{Si}(001)\text{-}2\times 1\text{-Cl}$, как идеальной, так и с локальными дефектами — вакансиями Cl , Cl_2 , SiCl и SiCl_2 . Получены энергии адсорбции для каждой модели и установлено, какие конфигурации являются наиболее выгодными. Встраивание атома фосфора в слой хлора или кремния более выгодно ($E_a < 0$) при наличии дефектов. В случае адсорбции фосфина в вакансию SiCl на место Si , PH_3 в ходе релаксации координат вышел из вакансии и переместился к атому Si верх-

него слоя. Наиболее выгодной оказалась структура, в которой PH замещает атом кремния, и образуется молекула H_2 , не связанная с поверхностью (рис. 3а). Молекула PH_3 , помещенная в вакансию SiCl_2 на место атома кремния (рис. 3б), стремится передать один атом H соседнему атому кремния, имеющему оборванную связь, и перейти в наиболее предпочтительное положение с энергией адсорбции $E_a = -2.66$ эВ. Данный результат подтверждает вывод о том, что атом P , имеющий связи с тремя атомами водорода, не замещает атом кремния. Для замещения атома Si должна произойти диссоциация PH_3 до $\text{PH} + \text{H}_2$ (рис. 3а) или PH_2 (рис. 3б)

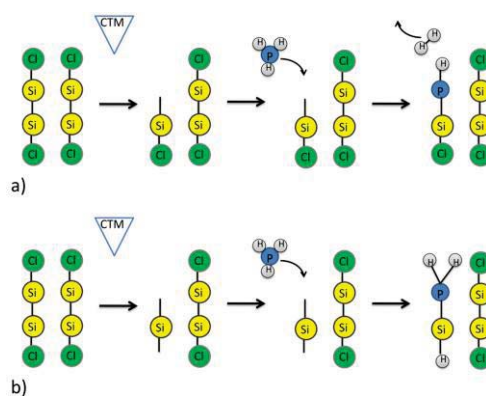


Рис. 3. Наиболее выгодные структуры после адсорбции PH_3 на поверхность $\text{Si}(001)\text{-}2\times 1\text{-Cl}$ в вакансию SiCl (а) и SiCl_2 (б). Энергия адсорбции конечного состояния на рис. а) $E_a = -2.73$ эВ, на рис. б) $E_a = -2.66$ эВ

Таким образом, установлено, что в случае вакансии SiCl для фосфора наиболее выгодно занять вакантное место в решетке кремния в виде соединения PH (рис. 3а), а случае вакансии SiCl_2 — в виде PH_2 (рис. 3б). При этом молекулы фосфина, адсорбированные на хлорированную поверхность $\text{Si}(001)\text{-}2\times 1$ без атомных дефектов, не связываются с кремнием, поскольку реакция замещения хлора на PH_2 в отсутствие дефектов эндотермическая, а при наличии дефектов — экзотермическая.

Работа выполнена в рамках проекта РФФ № 16-12-00050.

Литература

1. В.Е. Kane, Nature **393**, 133 (1998).
2. L.C.L. Hollenberg et al. Phys. Rev. B **74**, 045311 (2006).
3. J.L. O'Brien et al. Phys. Rev. B **64**, 161401R (2001).
4. T.F. Watson et al. Phys. Rev. Lett. **115**, 166806 (2015).

Микроволновая микроскопия полупроводниковых структур алмаза

А.Н. Резник*, С.А. Королёв[§], М.Н. Дроздов

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

*reznik@ipmras.ru, §pesh@ipmras.ru

С помощью сканирующего микроволнового микроскопа проведены локальные исследования сопротивления эпитаксиальных слоёв алмаза, выращенных на дефектных, неоднородно проводящих подложках. Разработанный метод позволил исключить влияние подложки на измеряемые значения сопротивления в каждой точке сканирования. Наблюдался гигантский рост сопротивления эпитаксиального слоя алмаза в области макро-дефекта подложки.

Введение

Новым материалом, активно изучаемым в последнее время, является полупроводниковый алмаз, перспективный для мощной высокочастотной электроники. В данной работе на примере алмаза показано, что сравнительно новый метод сканирующей микроволновой микроскопии (СММ) является эффективным инструментом исследований полупроводниковых легированных структур. Главные достоинства СММ – локальные измерения и неразрушающая бесконтактная диагностика.

Образцы и метод исследования

В наших СММ измерениях использован микроскоп диапазона $\sim 1,4$ ГГц с пространственным разрешением 50-100 мкм [1]. В качестве подложек для роста эпитаксиальных слоёв алмаза использованы кристаллы алмаза размером $\sim 3 \times 3$ мм², выращенные по технологии НРНТ. Как показали СММ исследования, большинство подложек имели неоднородную вдоль поверхности проводимость. На рис. 1 представлен типичный пример – профили СММ-сканирования удельного сопротивления ρ подложки образца S27. Видно, что подложка имеет высокоомную область в центре и низкоомные края. Пунктирной кривой выделена высокоомная область. На вставке рис.1 приведена фотография подложки, полученная с помощью интерферометра Zygo NewView 7300. Виден выраженный дефект в центральной области подложки – пример довольно частого явления. СММ исследования показали, что сектор с пониженной проводимостью подложки совпадает по положению с дефектом кристаллической структуры. Сочетание диэлектрических и проводящих областей, аналогичное рис.1, наблюдалось для нескольких исследованных подложек, причем

перепад ρ по поверхности иногда достигал 2-х порядков. Измерения методом ВДП для S27 дают значение $\rho = 0.75$ кОм·см, очевидно характеризующее только краевые области подложки. СММ, напротив, дает распределение проводимости по всей площади.

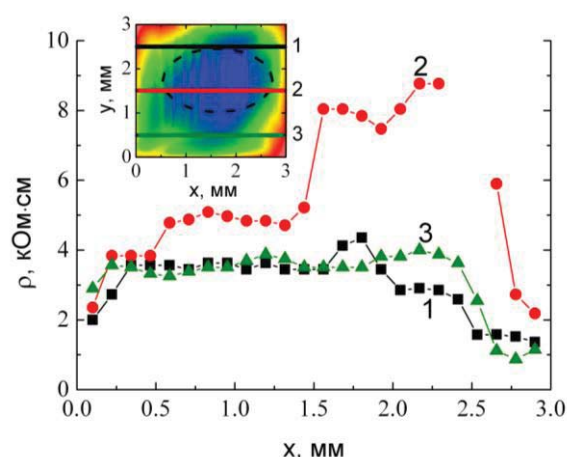


Рис. 1. Профили сканирования удельного сопротивления ρ подложки S27 по линиям 1-3, показанным на вставке

Эпитаксиальные слои алмаза выращивались CVD методом. Толщина слоёв составляла $d = 20 - 120$ нм. Сильно легированные бором дельта-слои толщиной 3-5 нм располагались на глубине $\sim d/2$ внутри эпитаксиального слоя. На рис.2 представлены глубинные профили концентрации атомов бора N_B в структуре S27, снятые в трёх точках методом ВИМС. Отметим, что распределение N_B одинаково для всех точек образца.

Разработанный СММ метод [1] позволяет в каждой точке сканирования определять параметры многослойной структуры. В данной работе искомым параметром является сопротивление эпитаксиального слоя R_{sh} . При этом в ходе обработки данных учиты-

вается неоднородная по поверхности проводимость подложки, предварительно измеренная методом СММ (для образца S27 см. рис. 1).

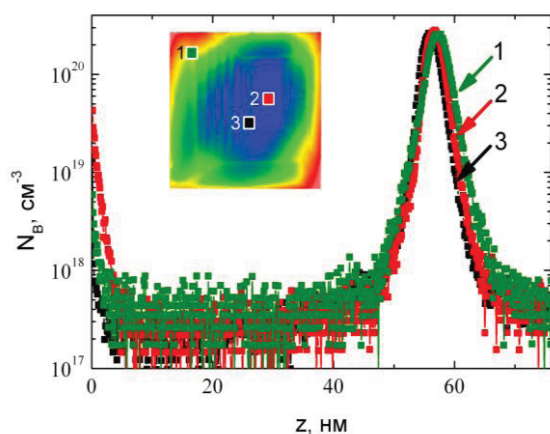


Рис. 2. Глубинные профили концентрации атомов бора N_B в эпитаксиальном слое образца S27

Результаты

На рис. 3 приведены профили сканирования сопротивления эпитаксиального слоя образца S27. Слой имеет высокоомную область ($R_{sh} > 100$ кОм/□), обозначенную на вставке рис. 3 пунктирной кривой, и обширную краевую область с $R_{sh} = 7 - 18$ кОм/□. Измерение методом ВДП даёт значение $R_{sh} = 8$ кОм/□, характеризующее проводимость эпитаксиального слоя только на краях структуры, в отличие от СММ данных.

Результаты СММ-сканирования подтверждены измерениями с помощью холловских крестов, которые были сформированы на поверхности структуры, как показано на вставке рис. 3. Результаты измерений приведены в табл. 1. Можно видеть достаточно хорошее количественное соответствие результатов за исключением точки III, для которой расхождение, по-видимому, вызвано погрешностью обоих методов при больших значениях R_{sh} . Высокое сопротивление центральной части эпитаксиального слоя, очевидно, обусловлено дефектом кристаллической структуры подложки S27. Отметим, что формирование холловских крестов привело к уничтожению большей части эпитаксиального слоя в отличие от СММ измерений.

Полученное достаточно низкое сопротивление прикраевой области образца S27 $R_{sh} \sim 7-8$ кОм/□

может быть связано с сильно легированным дельта-слоем в эпитаксиальной пленке. Вместе с тем, однозначный вывод о том, что полученные значения R_{sh} принадлежат дельта-слою, может быть сделан только после дополнительных исследований, поскольку возможны другие каналы проводимости в эпитаксиальных слоях алмаза, например, связанные с присоединением электроактивного водорода на интерфейсах.

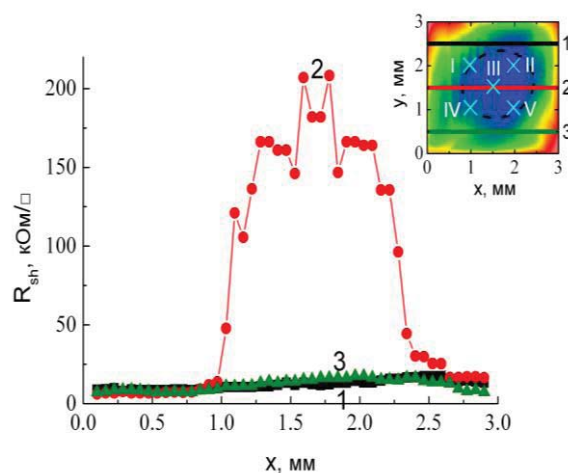


Рис. 3. Профили сканирования R_{sh} эпитаксиального слоя образца S27 по линиям 1-3, показанным на вставке

Таблица 1. Сопротивление структуры S27, измеренное с помощью холловских крестов

Номер креста	R_{sh} , кОм/□
I	54
II	310
III	4500
IV	47
V	крест повреждён

Заключение

Разработанный СММ метод позволил локально исследовать проводимость эпитаксиальных слоёв алмаза, выращенных на дефектных, неоднородно проводящих подложках. Стандартные методы характеристики (ВДП, ВИМС) не позволили выявить неоднородность подложек и эпитаксиальных слоёв.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант N 15-02-04081.

Литература

1. A.N. Reznik, S.A. Korolyov // Journal of Applied Physics, V. 119, 094504 (2016).

Свойства и устойчивость кластеров тяжелых p -элементов IV-VI групп

Г.Г. Русина^{1,2}, С.Д. Борисова^{1,2}, С.В. Еремеев^{1,2}, Е.В. Чулков³

1 Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, пр. Академический, 2/4, Томск, 634021.

2 Томский Госуниверситет, ул. Ленина, 36, Томск, 634055.

3 Donostia International Physic Center, 20018, San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain.

rusina@ispms.tsc.ru

В работе представлены результаты расчетов равновесных структур, энергетических и динамических характеристик для чистых и смешанных кластеров Bi, Te, и Pb, а также для их катионов и анионов. Ab initio расчеты проводились с учетом спин-орбитального взаимодействия.

Исследованию физико-химических свойств кластеров тяжелых p -элементов IV-VI групп уделяется большое внимание, так как они являются перспективными материалами для спинтроники. Как известно, свойства кластеров могут кардинально отличаться от свойств объемных материалов. Например, только за счет уменьшения размеров, может меняться тип проводимости вещества или оно из немагнитного состояния переходит в магнитное. Также для кластеров тяжелых p -элементов IV-VI групп, характеризующихся выраженным релятивизмом, важным является учет спин-орбитального взаимодействия, которое оказывает существенное влияние на их электронные свойства.

Теория

Расчеты энергетических и динамических характеристик чистых и смешанных тримеров Bi, Te, и Pb, а также их катионов и анионов проводились с использованием формализма DFT, реализованного в программном коде VASP, с учетом спин-орбитального взаимодействия. Для определения устойчивости и реактивности рассматриваемых тримеров были определены их равновесные структуры, ширина HOMO-LUMO щели ΔE (эВ), энергии диссоциации (IP) (адиабатическое и вертикальное значения), электронного сродства (E) и связи, а также частота атомных колебаний в кластере. Критерием устойчивости и реактивности являлись максимальные значения обозначенных выше параметров.

Результаты

На рис. 1 приведены рассчитанные значения энергетических параметров для всех тримеров.

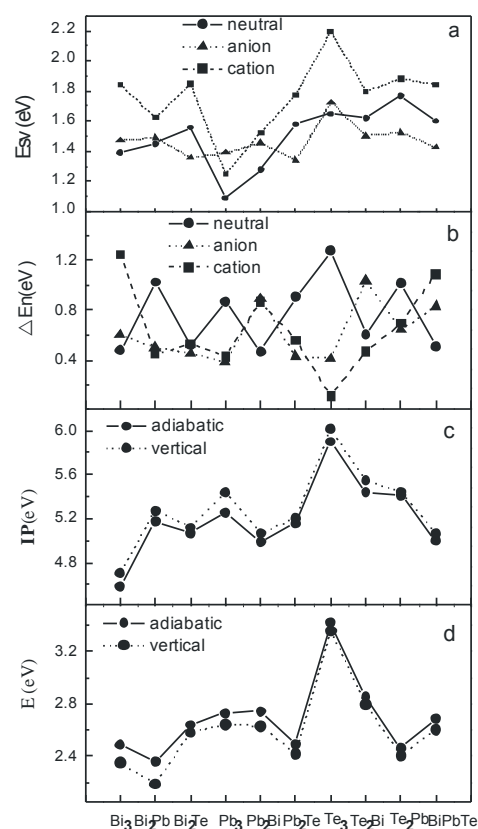


Рис. 1. Энергия связи (а), ширина HOMO-LUMO щели (ΔE) (b), энергия диссоциации (IP) (c) и электронное сродство (E) (d)

Как видно из рис.1, экстремальные значения рассчитанных энергетических параметров соответствуют наименьшей реактивности и наибольшей устойчивости катионов и анионов Bi_3^+ , Pb_2Bi^+ , $BiPbTe^+$, Pb_2Te^- , а также нейтральных тримеров Bi_2Pb , Pb_3 и Te_3 .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-02-02717-а

Атомная структура и электронные свойства двумерных соединений $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Tl, A) (A = элементы IV, V, VI групп)

А.А. Саранин^{1, 2*}, Д.В. Грузнев¹, А.В. Матецкий¹, И.А. Кибирев^{1, 2}, Л.В. Бондаренко¹, А.Ю. Тупчая¹, С.М. Wei³, С.Р. Hsing³, А.Н. Михалюк^{1, 2}, А.В. Зотов^{1, 2, 4}

1 Институт автоматки и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041

2 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950

3 Institute of Atomic and Molecular Sciences, Academia Sinica, Taipei, Taiwan

4 Факультет электроники, Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, Владивосток, 690600

*saranin@iacp.dvo.ru

Исследована возможность создания реконструкций на поверхности $\text{Si}(111)$ с периодичностью $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$, составом и структурой аналогичным двумерному сплаву Tl-Pb, в котором недавно обнаружены сверхпроводящие свойства, на основе атомов Tl и элементов IV, V и VI групп. Оказалось, что такие структуры действительно существуют, однако, их металлические свойства в значительной степени определяются электроотрицательностью второго элемента

Введение

Для использования эффекта Рашбы [1] в двумерном электронном газе на поверхности кремния в спиновом транспорте необходимо иметь спин-расщепленные *металлические* поверхностные зоны. К сожалению, элементы с сильным спин-орбитальным взаимодействием, например, Bi, Tl, Sb, Pt, Pb, образуют поверхностные реконструкции на кремния, которые, не обладают *металлическим* характером [2-5]. В настоящей работе с помощью сканирующей туннельной микроскопии, фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и теоретических расчетов из первых принципов на основе предложенного ранее подхода [6], исследованы атомная, электронная и спиновая структуры двумерных соединений типа $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Tl,A), где A = элементы IV, V и IV групп.

Экспериментальные условия

Измерения проводились в сверхвысоковакуумной системе Omicron MULTIPROBE, оснащенной методами сканирующей туннельной микроскопией (СТМ) и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР). Изображения СТМ были получены в режиме постоянного тока при помощи механически скелотых PtIr игл отожженных в вакууме. Измерения ФЭСУР производились при помощи анализатора VG Scienta R3000 и гелиевой газоразрядной лампы ($h\nu = 21,2$ эВ) с торои-

дальной решеткой-монокроматором в качестве источника фотонов.

Результаты

Исходная реконструкция Tl/Si(111)-(1×1) была приготовлена напылением 1 МС Tl (1 монослой (МС) равен плотности атомов верхнего слоя нереконструированной грани Si(111), т.е. $7,8\times 10^{14}$ см⁻²) из танталовой эффузионной ячейкой на поверхность Si(111)-(7×7) при ~300°C. Sn, Bi, Sb, Se и Te напыляли из эффузионных ячеек на поверхность Tl/Si(111)-(1×1) при комнатной температуре. Во всех случаях наблюдали формирование периодических структур, которые анализировали в зависимости от степени покрытия с помощью СТМ.

Наши исследования показали, что реконструкции точно такого же типа и с точно такой же периодичностью $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ наблюдается не только для Tl и Pb (элемента IV группы), но и для целого ряда соединений таллия с другими элементами: элементы V группы (Bi, Sb) и элементы VI группы (Se, Te). Интерес к структурам такого типа обусловлен тем, что в сплаве на основе Tl-Pb недавно обнаружены сверхпроводящие свойства [7]. Все эти двумерные соединения обладают спин-расщепленными металлическими состояниями, однако их металлические свойства существенным образом изменяются при переходе от элементов IV группы к элементам VI группы. Соединения на основе Tl и элементов IV

группы имеют две металлические зоны, T1 и элементов V группы – одну металлическую зону, а на основе T1 и элементов VI группы проявляют изолирующие свойства.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-12-00479.

Литература

1. Y. Bychkov, E. Rashba // JETP Letters, **39**, 78 (1984).
2. K. Sakamoto et al. // PRL **103**, 156801 (2009).
3. K. Sakamoto et al. // PRL **102**, 096805 (2009).
4. X. Zhu et al. // Surf. Sci. **618**, 115 (2013).
5. J. Park et al. // PRL **110**, 036801 (2013).
6. D.V. Gruznev et al. // Scientific Reports **4**, 04742 (2014).
7. A.V. Matetskiy et al. // Phys. Rev. Lett. **115**, 147003 (2015)

Особенности процесса обратного переключения в кристаллах релаксорного сегнетоэлектрика SBN по данным PFM

Л.В. Симагина*, Р.В. Гайнутдинов, Т.Р. Волк, А.Л. Толстихина

1 Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский просп. 59, Москва, 119333

* lsimagina@gmail.com

Проведенное исследование сегнетоэлектрического переключения кристаллов SBN на субмикроскопическом уровне методом СЗМ выявило особенности процессов переполаризации SBN, связанные с релаксорной природой изучаемых кристаллов. PFM-измерения локальных петель гистерезиса, а также исследования релаксации сформированных в поле СЗМ-зонда доменов выявили временную специфику эффекта обратного переключения в SBN, указывающую на значительное влияние пиннинга доменных стенок на сегнетоэлектрическое переключение в релаксорах.

Введение

Доменная инженерия в сегнетоэлектриках с помощью группы методов сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) для целей нелинейно оптики (в частности, для создания нелинейных фотонных кристаллов) требует прецизионного изучения сегнетоэлектрического переключения в поле СЗМ-зонда. В качестве одного из перспективных материалов для обсуждаемых задач представляются сегнетоэлектрические твердые растворы $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN-x), характеризующиеся низкими коэрцитивными полями (E_c), высокой оптической нелинейностью и лучевой стойкостью. Поскольку механизм переключения в SBN, как и других сегнетоэлектриках релаксорного типа, еще недостаточно изучен, исследование записи и динамики доменов в SBN вызывает интерес не только с позиций развития практических применений этого материала, но и с точки зрения изучения процессов поляризации в релаксорах.

Методика эксперимента

СЗМ-исследования SBN включали измерения локальных петель пьезоэлектрического H_ω - U_{DC} -гистерезиса (где H_ω – PFM-сигнал), при различных параметрах скважности в последовательности импульсов напряжения U_{DC} , прикладываемого к СЗМ-зонду (рис.1). Путем получения последовательных PFM-изображений исследована временная динамика доменов, сформированных в поле СЗМ-зонда. В качестве объектов исследования были взяты полярные c -срезы кристаллов SBN-0,61; SBN-0,61 с примесью 0,25 вес.% Nd_2O_3 (SBN-Nd); SBN-0,75 (тол-

щиной 0,3 мм), предварительно отожженные выше T_C .

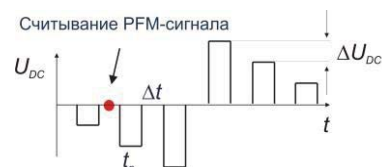


Рис. 1. Схема последовательности импульсов напряжения U_{DC} , прикладываемого к зонду СЗМ, при измерении локальных петель H_ω - U_{DC} -гистерезиса.

Результаты и обсуждение

Обнаружено, что параметры локальных петель гистерезиса существенно зависят от длительности t_p импульса прикладываемого напряжения и интервала Δt между полевыми импульсами. А именно, при постоянном значении t_p (< 1 с) наблюдается регулярное уменьшение «разворота» петли $\Delta H_\omega = H_\omega^{max} - H_\omega^{min}$, т. е. остаточной поляризации, с увеличением Δt (от 1 мс до 1000 мс) (рис. 2).

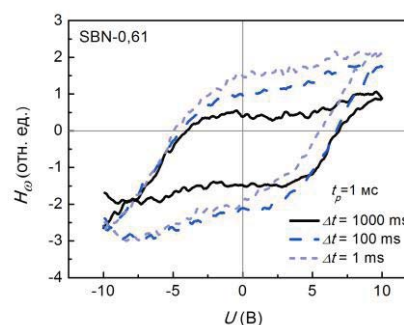


Рис. 2. Петли H_ω - U_{DC} -гистерезиса для SBN-0,61 при различных значениях интервала между полевыми импульсами

По мере роста времени выдержки кристалла под полем (t_p) деградация петли с увеличением Δt становится менее выраженной. Аналогично, с уменьшением t_p (в интервале 1 – 1000 мс) при постоянном значении Δt происходит последовательное снижение ΔH_ω (рис. 3). Кроме того, значения полей E_c , определяемые из полуширины измеряемых H_ω - U_{DC} петель на основе расчета нормальной компоненты поля E_z под острием СЗМ-зонда с использованием модели полубесконечного анизотропного диэлектрика в поле точечного заряда [1], также зависят от параметров скважности в последовательности импульсов прикладываемого к зонду напряжения. Наблюдается увеличение значений полей E_c с ростом Δt (рис. 2). С увеличением времени выдержки кристалла под полем во всех исследуемых составах кристаллов наблюдается «сужение» петли, т. е. уменьшение полей E_c (рис. 3). Обнаруженная нами дисперсия E_c на относительно низких частотах переключающего поля ($f = 1/t_p$, $f = 0,033$ – 250 Гц) демонстрирует специфику переключения SBN как релаксорного сегнетоэлектрика.

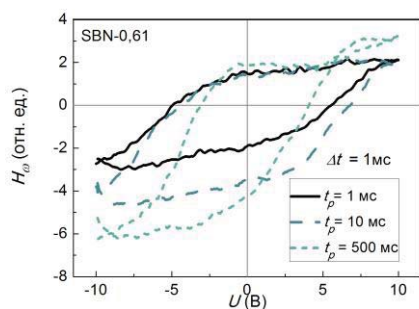


Рис. 3. Петли H_ω - U_{DC} -гистерезиса для SBN-0,61 при различных значениях длительности полевого импульса

Разумно предположить, что деградация петель пьезоэлектрического гистерезиса с ростом Δt и уменьшением t_p , наблюдаемая в SBN впервые, а также низкочастотная дисперсия полей E_c , отражают процесс обратного переключения в исследуемых кристаллах. При этом в обычных (жестких) сегнетоэлектриках изменение параметров скважности в используемом диапазоне времен подобных эффектов не обнаруживает [2]. В соответствии с подходом, развиваемым в [3], дисперсия полей E_c и эффект обратного переключения обсуждаются на языке «пиннинга-депиннинга» доменных стенок в сегнетоэлектрике. Так называемое «время стабилизации», обеспечивающее устойчивое открепление (депиннинг) доменной стенки и соответствующее

выходу параметров петли на квазиравновесное значение, согласно нашим измерениям принимает значения более 1 с, что на порядки превышает значения этой величины для модельных сегнетоэлектриков [4]. Данное наблюдение указывает на проявление ярко выраженного пиннинга доменов в SBN на внутренних полях, случайно распределенных в объеме релаксора, в силу его фундаментальной зарядовой неупорядоченности.

Наряду с PFM-исследованием локальных петель пьезоэлектрического гистерезиса в зависимости от параметров скважности импульсов напряжения, проводилось изучение закономерностей временной динамики доменов, индуцированных в кристаллах SBN полем СЗМ-зонда. Последовательное PFM-сканирование локально переключенных областей в SBN показало, что создаваемые СЗМ-методом домены в данных кристаллах нестабильны во времени. Распад записанных в SBN доменных структур сопровождается уменьшением их PFM-контраста, размытием доменных границ и появлением внутри поляризованной области с течением времени нанодоменов с противоположным направлением поляризации. Согласно полученным данным, такая «медленная» релаксация неравновесных доменов в SBN (с характерными временами порядка десятков минут) происходит в соответствии с распределением потенциального рельефа внутренних полей в объеме кристалла и представляет собой, по-видимому, суммарный результат многочисленных процессов обратного переключения, идущих на микроуровне.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-32-00319 мол_а).

Литература

1. G. Rosenman, P. Urenski, A. Agronin et al. // Appl. Phys. Lett., V.82, № 1, 103-105 (2003).
2. R.V. Gainutdinov, T.R. Volk, and H.H. Zhang // Appl. Phys. Lett., V. 107, 162903 (1-4) (2015).
3. A.K. Tagantsev, L.E. Cross, and J. Fousek. Domains in Ferroic Crystals and Thin Films, Springer Science NY, 821 p. (2010).
4. Volk T., Wöhlecke M. Lithium Niobate: Defects, Photorefractive and Ferroelectric Switching, Berlin: Springer, Springer Series in Materials, 249 p. (2008).

Магнитно-резонансный силовой микроскоп на базе зондового комплекса «Solver HV»

Е.В. Скороходов¹, М.В. Сапожников¹, А.Н. Резник¹, Р.В. Горев¹, В.В. Поляков², В.А. Быков², А.П. Володин³, В.Л. Миронов^{1*}

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

² NT-MDT Spectrum Instruments, проезд № 4922, 4 стр. 3, г. Москва, Зеленоград, 124460, Россия

³ KU Leuven, Afdeling Vaste-stoffysica en Magnetisme, Celestijnenlaan 200 D, BE-3001 Leuven, Belgium

*mironov@ipmras.ru

Обсуждаются конструкция и алгоритмы работы модифицированного зондового микроскопа “Solver-HV” в режиме магнитно-резонансной силовой микроскопии. Приводятся результаты тестовых экспериментов по исследованию ферромагнитного резонанса в магнитных наноструктурах.

Введение

В последнее время бурное развитие получила магнитно-резонансная силовая микроскопия, основанная на детектировании высокочастотных колебаний магнитного момента электронов и ядер вещества с помощью чувствительного механического датчика в виде упругой консоли (кантилевера) с малой жесткостью [1-3]. В магнитно-резонансном силовом микроскопе (МРСМ) производится накачка образца СВЧ полем, модулированным по амплитуде на резонансной частоте кантилевера, что обеспечивает рекордную чувствительность такой схемы детектирования магнитных резонансов. Пространственное разрешение определяется областью взаимодействия магнитного зонда с образцом. В настоящей работе описывается простая конструкция МРСМ, предназначенного для регистрации спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) в тонкопленочных магнитных структурах.

Конструкция микроскопа

Нами разработан МРСМ на основе сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) “Solver HV” (компания «НТ-МДТ», Зеленоград). Общий вид микроскопа приведен на рис. 1. МРСМ состоит из платформы (1) с двумя электромагнитами (2) и (3) (поле в плоскости и перпендикулярно поверхности образца), столика образца (4) с СВЧ трактом и измерительной головки. СЗМ головка устанавливается на платформе над образцом с возможностью перемещения по осям x , y , z . Головка перемещается в плоскости образца в диапазоне ± 2 мм с помощью шагового двигателя (минимальный шаг позиционирования – 0.1 мкм).

Сканирование образца зондом осуществляется с помощью трубчатого пьезо-сканера. Размер максимальной области сканирования 100×100 мкм. Динамический диапазон перемещений по оси z составляет ± 1 мкм.

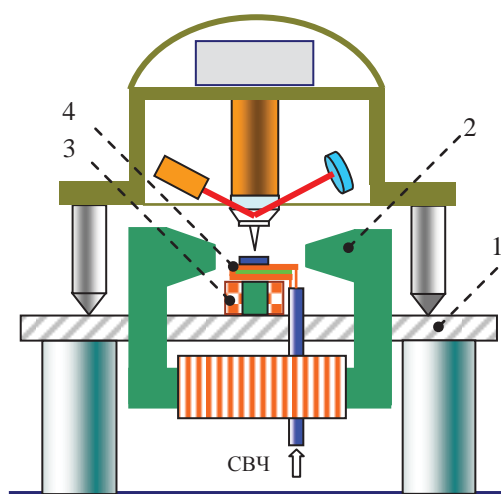


Рис. 1. Схематическое изображение установки МРСМ

Головка устанавливается на основание, оснащенное магнитами постоянного тока. Магнитное поле в плоскости образца изменяется в диапазоне 0–1 кЭ, а в направлении перпендикулярном плоскости образца в диапазоне 0 - 500 Э.

Функциональная схема установки МРСМ приведена на рис. 2. Для СВЧ накачки используется широкополосный перестраиваемый синтезатор частот SPS20 (компания «Спектран», Саратов), работающий в диапазоне частот от 9 кГц до 20 ГГц (выходная мощность от -10 дБм до +20 дБм).

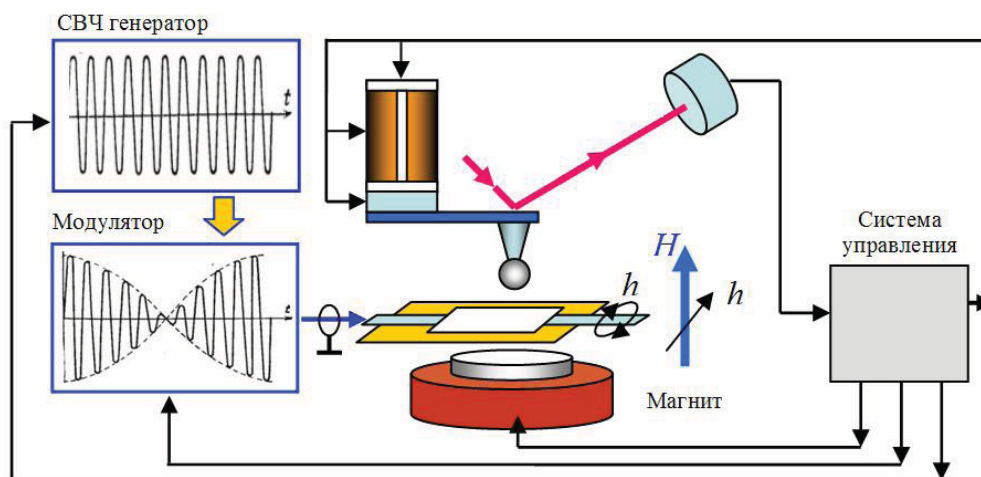


Рис. 2. Функциональная схема магнитно-резонансного силового микроскопа

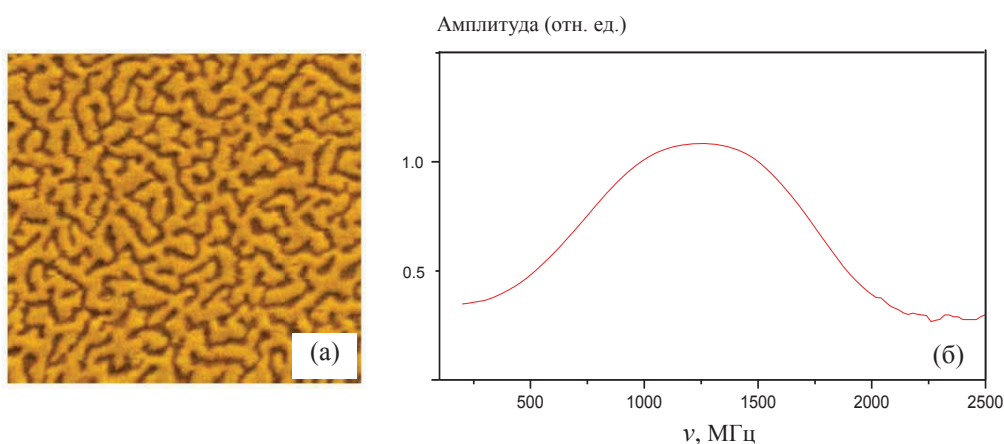


Рис. 3. (а) Изображение доменной структуры пленки Co/Pt магнитно-силовым микроскопом. (Размер кадра 5×5 мкм). (б) MRPM спектр пленки Co/Pt в размагниченном состоянии

СВЧ излучение накачки модулируется на резонансной частоте кантилевера и подводится к образцу с помощью планарного микрополоскового волновода. Разработано программное обеспечение, позволяющее регистрировать зависимости амплитуды и фазы колебаний кантилевера от частоты СВЧ накачки ν и внешнего магнитного поля H .

В эксперименте в качестве зондов использовались стандартные зондовые датчики NSG-1, у которых пирамидальное острие покрывалось слоем Co толщиной 30–50 нм. Для интерпретации результатов измерений была разработана программа по расчету MRPM отклика образцов [4]. Моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности образца с использованием программного пакета OOMMF.

В качестве примера, на рис. 3 приведены доменная структура и спектр ферромагнитного резонанса доменных стенок в многослойной пленке Co/Pt с перпендикулярной анизотропией. Доменная структура Co/Pt (рис. 3а) создает интенсивные поля рас-

сеяния в области над образцом. Данному состоянию соответствует широкий резонанс с максимумом в области 1.3 ГГц (рис. 3б). При намагничивании образца во внешнем поле состояние намагниченности становится однородным и данный резонанс пропадает.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-02-10254).

Сайт проекта: <http://mrfm.ipmras.ru/>.

Литература

1. P.C. Hammel, D.V. Pelekhov, P.E. Wigen et al. // Proceedings IEEE, V. 91, 789 (2003).
2. D. Rugar, R. Budakian, H.J. Mamin, B.W. Chui // Nature, V. 403, 329 (2004).
3. O. Klein, G. De Loubens, V.V. Naletov et al. // Phys. Rev. B, V. 78, 144410, (2008).
4. E.V. Skorohodov, R.V. Gorev, R.R. Yakubov et al. // J. Magn. Magn. Mat., V. 424, 118 (2017).

Влияние введения углеродных наночастиц на структуру, морфологию и свойства нанокомпозитов на основе сополиуретанимидов

Т.Е. Суханова¹, М.Э. Вылегжанина¹, А.Л. Диденко¹, В.М. Светличный¹, И.В. Гофман¹, А.Я. Волков¹, А.А. Кутин¹, П.Н. Якушев², В.А. Берштейн²

¹ ФГБУН Институт высокомолекулярных соединений, г. Санкт-Петербург, 199004, Большой пр. В.О., д. 31

² ФГБУН Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, 194021, Политехническая ул., д. 26

*tat_sukhanova@mail.ru

Методами АСМ и электронной микроскопии (ЭМ) изучен процесс формирования надмолекулярной структуры мультислочных (сегментных) сополиуретанимидов (соПУИ) и нанокомпозитов на их основе, содержащих различные углеродные наночастицы. Установлено, что химическая структура соПУИ (варьирование соотношения длины жестких и гибких блоков в цепях), структура и морфология вводимых наночастиц (нанотрубки, нановолокна, графен), а также природа подложки (стекло, полиимидная пленка, фторопласт, алюминиевая фольга), на которую отливали пленки, оказывают существенное влияние на морфологию нанокомпозитов. Синтезированные материалы характеризуются пластическим характером деформационного поведения. Методом динамического механического анализа обнаружены эффекты проявления основного релаксационного перехода в широкой температурной области и значительное влияние типа вводимых наночастиц и природы подложки на температурные зависимости тангенса угла механических потерь и величину динамического модуля материала, что согласуется с результатами, полученными методами АСМ и ЭМ.

Введение

Мультислочные (сегментные) сополимеры, содержащие жесткие имидные блоки и гибкие блоки полиуретанов – сополиуретанимиды (соПУИ), представляют интерес для современной науки и техники, нуждающейся в термостойких и высокотеплостойких эластичных материалах, сохраняющих работоспособность при больших внешних нагрузках и перепадах температуры. Изменяя химическое строение и соотношение жестких и гибких блоков в соПУИ, можно в широких пределах менять структуру, морфологию, механические и термические свойства этих полимеров [1].

В работе оригинальным одностадийным методом осуществлен синтез новых пленкообразующих соПУИ на основе диангида 1,3-бис(3',4-дикарбоксифеноксид)бензола (диангидрид Р) и диамина СОД-пара с различными эфирными фрагмен-

тами, и алифатического сополиэфира Alt, вторично терминированного 2,4-толуилдиизоцианатом, и получены нанокомпозиты, содержащие углеродные наночастицы различной структуры и морфологии – одностенные углеродные нанотрубки (ОСУНТ), нановолокна (УНВ) и графен. Проведена комплексная диагностика синтезированных материалов на нано-, микро- и макроуровнях с помощью атомно-силовой (АСМ) и электронной микроскопии (ЭМ), и других физических методов (РСА, ДМА, ДСК, механические испытания).

Установлено, что химическая структура синтезированных соПУИ и морфология вводимых наночастиц, а также природа подложки (стекло, полиимидная пленка, фторопласт, алюминиевая фольга), на которую отливали пленки, оказывают существенное влияние на структуру, морфологию и свойства сформированных нанокомпозитов.

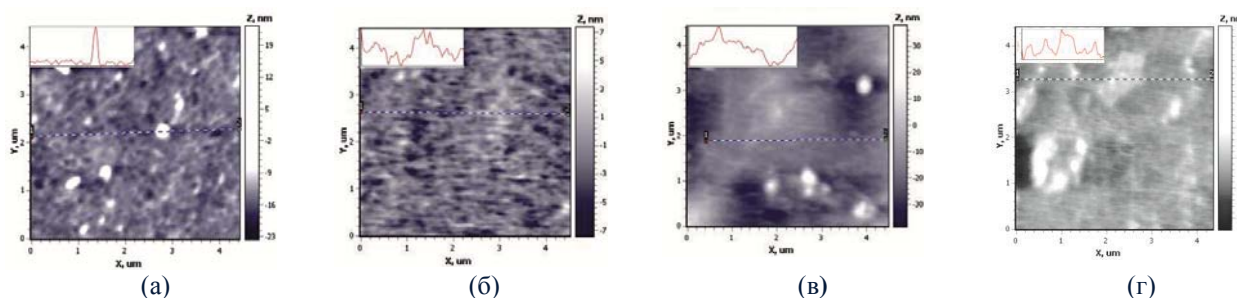


Рис. 1. АСМ изображения топографии поверхности пленок: исходного соПУИ (Р-2300ТДИ-Р)СОД-п (а), и нанокомпозитов с 1 вес.% УНВ (б), 1 вес.% ОСУНТ (в) и 1 вес.% графена (г)

В качестве примера на рис. 1 приведены АСМ изображения поверхности исходного соПУИ (а) и нанокомпозитов с углеродными наночастицами (б-г). Видна существенная разница в морфологии поверхности пленок – зернистости, пористости, наличии ассоциатов и параметрах шероховатости. Кроме того, обнаружено различие рельефа поверхности и характера пористости между свободной поверхностью и поверхностью к подложке, самое значительное – у композиций, отлитых на алюминиевую подложку.

На дифрактограммах соПУИ присутствует аморфное гало при $2\theta = 18-20^\circ$ (рис. 2, кривая 1), а при введении 1 вес. % графена, ОСУНТ или УНВ появляется характерный рефлекс при $2\theta = 26.5^\circ$, подтверждающий наличие углеродных наполнителей в композициях (рис. 2).

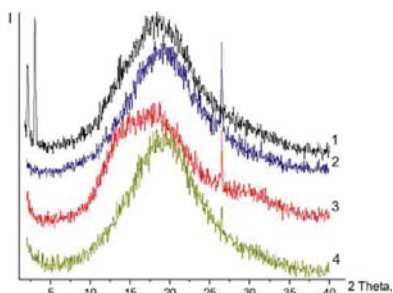


Рис. 2. Матрица соПУИ (P-2300ТДИ-Р)СОД-п (1) и нанокомпозиты с 1 вес.% графена (2), УНВ (3), ОСУНТ (4)

В композитах с 1 вес.% УНВ (рис. 2, кривая 3) возникает плечо при $2\theta = 13.55^\circ$, то есть, формируется мезоморфная структура.

Полученные материалы характеризуются пластическим характером деформационного поведения (рис. 3). На деформационных кривых ясно виден выраженный максимум – предел вынужденной эластичности, после перехода через который в образце реализуется шейка. Дальнейшее деформирование протекает путем распространения шейки вдоль образца, этот процесс проходит до величины деформации 100-120 %.

Показано, что введение сульфоновой группы в диаминную составляющую гетероароматического фрагмента элементарного звена позволяет повысить жесткость соПУИ на ~ 20 % по сравнению с пленками, не содержащими этой группы. Такая вариация структуры звена приводит к заметному (в 4-5 раз) повышению деформационного ресурса материала, что может быть связано с аморфизацией структуры полимера. К повышению жесткости ма-

териала приводит также увеличение длины гетероароматического фрагмента звена, однако при этом снижается деформируемость материала.

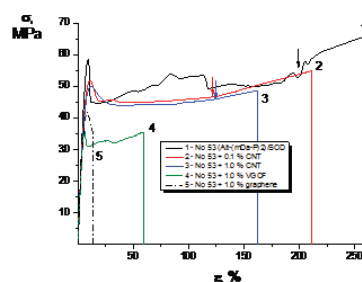


Рис. 3. Деформационные кривые пленок соПУИ (P-2300ТДИ-Р)СОД-п (1) и нанокомпозитов с 1 вес.% графена (2), УНВ (3), ОСУНТ (4) (отливка на алюминиевую фольгу)

Методом ДМА получены температурные зависимости тангенса угла механических потерь (рис. 4), а также величины динамического модуля соПУИ и нанокомпозитов при температурах от -100 до +150⁰С. Обнаружены эффекты проявления основного релаксационного перехода в широкой температурной области и повышения верхнего температурного предела сохранения жесткости пленок на 20⁰С.

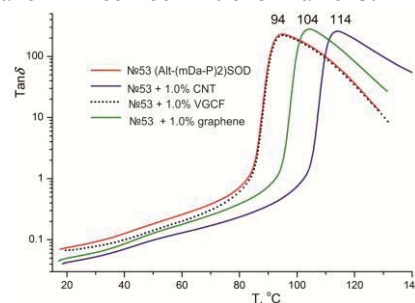


Рис. 4. Температурные зависимости тангенса угла механических потерь соПУИ (P-2300ТДИ-Р)СОД-п (1) и нанокомпозиты с 1 вес.% графена (2), УНВ (3), ОСУНТ (4) (ДМА, 1 Гц) (отливка на алюминиевую фольгу)

Разрабатываемые нанокомпозиты с улучшенными механическими характеристиками и высокой теплостойкостью перспективны для использования в аэрокосмической технике, судостроении, автомобильной промышленности, микроэлектронике и в мембранных технологиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 16-53-00178 Бел_a.

Литература

1. Т.Е. Суханова, Т.А. Кузнецова, М.Э. Вылегжанина, В.М. Светличный, Т.И. Зубарь, С.А. Чижик // Методологические аспекты сканирующей зондовой микроскопии БелСЗМ-2016. Минск, Беларусь, 18–21 октября 2016. Сб. докладов. С. 8–17 (2016).

Исследование самоорганизации атмосферного адсорбата на поверхности графена и графита методами высокоразрешающей атомно-силовой микроскопии

А.Г. Темирязев^{1*}, М.П. Темирязева¹, А.В. Фролов^{2,3}

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, Фрязино, 141190

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая 11, корп. 7, 125009

³ Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700

* temiryazev@gmail.com

Показано, что на поверхностях графена и графита, находящихся в воздушной среде, образуется слой хорошо упорядоченного адсорбата, демонстрирующего периодическую структуру с периодом $4^{\circ}-6$ нм. Возникновение такой самоорганизации может рассматриваться скорее как правило, чем исключение. Проблемы визуализации подобного слоя связаны чаще всего с наличием дополнительных слоев неупорядоченного адсорбата.

Введение

Исследование атмосферных загрязнений на поверхности графена весьма актуально, поскольку наличие адсорбата меняет электрические и оптические свойства графена. В условиях, когда эксперимент проводится на воздухе, наличие адсорбата практически неизбежно. Вопрос заключается в том, может ли происходить самоорганизация адсорбата, приводящая к появлению нанотекстур. В этом случае период и ориентация текстуры могли бы оказывать дополнительное влияние на свойства графена. Среди сотен работ, посвященных исследованию графена и графита, лишь в нескольких сообщалось о наличии упорядочения адсорбата на поверхности [1–3]. Отсюда можно было бы заключить, что мы имеем дело с достаточно редким явлением. Тем не менее, результаты наших исследований показывают, что это не так, подобная самоорганизация встречается достаточно часто, но обнаружить ее не всегда возможно.

Методика и результаты.

Методами высокоразрешающей атомно-силовой микроскопии (АСМ) были исследованы различные графитовые поверхности: графена, высаженного на SiO_2 , графитовых пластин, толщиной несколько десятков нанометров также на SiO_2 , и высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ).

Исследование проводилось с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) SmartSPM (АИСТ-НТ). Для достижения высокого латерального разрешения использовалась диссипативная мода работы АСМ [4].

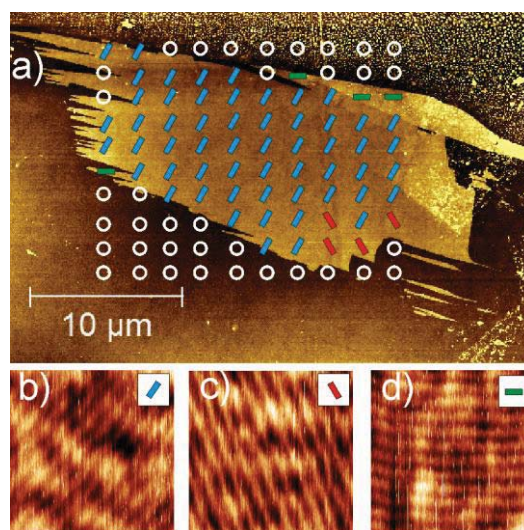


Рис. 1. АСМ изображение флейка графена на SiO_2 (а). Кругами и полосками показаны места, где были выполнены сканы малых размеров (50 мкм x 50 мкм). Примеры полученных изображений, соответствующих различным направлениям полосок, представлены на (b), (c), (d). В местах, обозначенных кружками, периодические структуры не наблюдались

На поверхности образцов были обнаружены области, в которых наблюдались полосовые структуры

с периодом $4^{\circ}-6$ нм. Имеются домены, различающиеся направлением полосовой структуры. Как видно из рис. 1, домены могут быть очень большими, площадь отдельного домена может превышать 100 мкм^2 и быть сопоставима с площадью всего флейка графена. В данном случае, для демонстрации этого мы выполнили серию из 100 сканов в различных местах флейка.

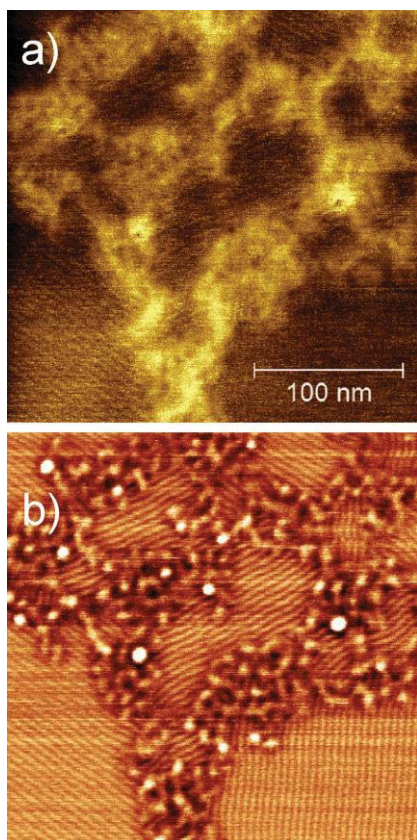


Рис. 2. АСМ изображение адсорбата на поверхности пластины графита толщиной около 100 нм на SiO_2 . Топография поверхности (a) и сдвиг частоты (b)

Визуализация полосовой структуры часто затруднена наличием дополнительных слоев адсорбата. В ряде случаев наряду с областями, где имеется четко выраженная полосовая структура, можно наблюдать более высокие участки, на которых расположены крупные образования с другим типом упорядочения – рис. 2. Наибольшие сложности возникают при попытке обнаружить самоорганизацию на поверхности ВОПГ. Чаще всего, поверхность ВОПГ покрыта слоем неупорядоченного и подвижного адсорбата, закрывающего полосовую структуру. О наличии самоорганизации можно судить, если удастся найти «дыры» в этом слое. На рис. 3 представлен такой случай. Видна область, внутри которой наблюдается полосовая структура. Область имеет рваные края и расположена несколько ниже

неупорядоченного слоя, что свидетельствует о том, что при сканировании зонд перемещает молекулы, находящиеся над слоем с самоорганизацией.

Выяснение химического состава молекул, образующих упорядоченный слой, требует дополнительного исследования. С нашей точки зрения, наиболее вероятно, что полосовая структура образуется при самоорганизации углеводородных загрязнителей атмосферного воздуха, осаждающихся на поверхности графена или графита.

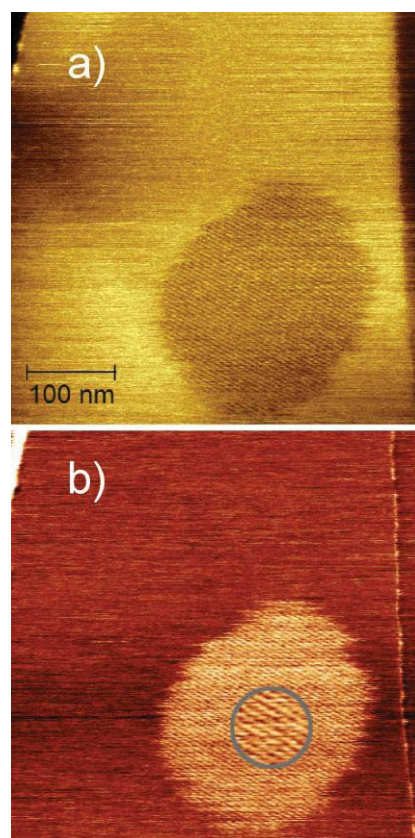


Рис. 3. АСМ изображение адсорбата на поверхности ВОПГ. Топография поверхности (a) и сдвиг частоты (b). В области, выделенной кружком, показано увеличенное изображение полосовой структуры

Литература

1. D.S. Wast, F. Speck, E. Wutscher et al. // ACS Nano V. 7, 10032 (2013).
2. P. Gallagher, M. Lee, F. Amet et al. // Nat. Commun. V. 7, 10745 (2016).
3. H. Beyer, T. Wagner and A. Stemmer // Beilstein J. Nanotechnol., V. 7, 432–438, (2016).
4. А.Г. Темирязов, А.В. Краев, С.А. Саунин // Поверхность. № 9, 76 (2014).

Применение тонких пленок CoPt в магнитно-силовой микроскопии

М.П. Темирязева^{1*}, А.В. Здоровейцев^{2§}, А.В. Кудрин², О.В. Вихрова², А.Г. Темирязев¹

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.

*mtemiryazeva@gmail.com, §zdorovei@nifti.unn.ru

Показаны возможности использования пленок сплава $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$ в качестве тестовых структур для магнитно-силовой микроскопии. На основе таких пленок изготовлена тестовая решетка с периодом 50 нм. Продемонстрирована перспективность создания магнитных зондов с покрытием из сплава CoPt.

Введение

Тонкие пленки CoPt обладают рядом уникальных свойств, привлекающих внимание исследователей как с прикладной, так и с фундаментальной точек зрения [1–3]. В данном докладе нам хотелось бы рассмотреть возможности их использования в магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Мы исследовали перспективность создания на основе таких пленок зондов для МСМ, а также тестовых структур для проверки качества МСМ зондов.

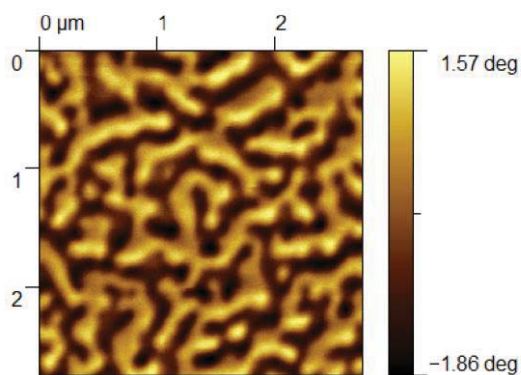


Рис. 1. Типичная доменная структура пленки CoPt

Методика и результаты

Пленки сплава $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$ толщиной 8 нм, были получены методом электронно-лучевого послойного осаждения в высоком вакууме [4]. Важнейшими для нас особенностями таких пленок является наличие перпендикулярной магнитной анизотропии, малая толщина и устойчивость к коррозии. В размагниченном состоянии пленки демонстрируют доменную структуру с характерным размером домена 100°–200 нм (рис.1). Это делает подобные пленки весьма удобным объектом для экспресс проверки работоспособности МСМ зонда.

Важным параметром при определении пригодности магнитного кантилевера является оценка того, насколько поле зонда может исказить магнитную структуру образца. Выполнить подобную проверку можно, используя магнитно-мягкие образцы, например, пленки ферритов-гранатов, кобальта или пермаллоя. Пленки CoPt оказываются более удобным объектом для такого теста. При определенных режимах роста, пленки CoPt обладают низкой коэрцитивностью. Доменная структура в таких пленках существенно мельче, чем в пленках ферритов-гранатов. Ее возникновение не требует применения фотолитографии для создания элементов с малыми размерами (что необходимо в случае пленок кобальта или пермаллоя). Влияние поля зонда на такие пленки хорошо заметно – рис. 2.

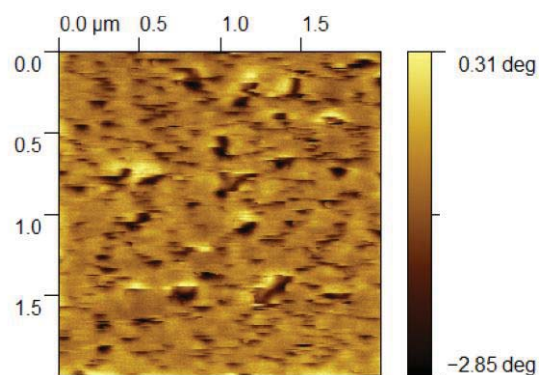


Рис. 2. МСМ изображение пленки CoPt при сильном влиянии поля зонда на доменную структуру образца

Кроме того, следует отметить, что в отличие от феррит-гранатов, пленки CoPt позволяют «запомнить» перестройку доменной структуры. Рис. 3 иллюстрирует эту мысль. Представлено МСМ изображение, полученное в один проход при большом расстоянии между зондом и образцом. В централь-

ной части видна меньшая площадь, предварительно отсканированная в двух-проходной методике (она была показана на рис. 2). Очевидно, что в этой области доменная структура была существенно искажена, и мы можем зафиксировать эти искажения, подобрав оптимальные условия сканирования.

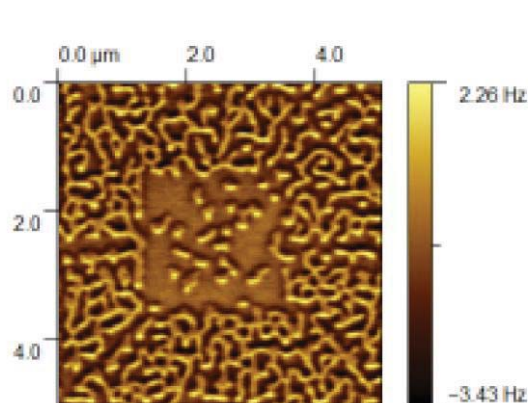


Рис. 3. MFM изображение доменной структуры. В центральной части находится область предварительно переманниченная MFM зондом

Таким образом, пленки CoPt сами по себе («as-grown») могут быть использованы для тестирования зондов. Кроме того, на их основе можно изготовить весьма универсальную тестовую структуру. Малая толщина позволяет с помощью импульсной силовой нанолитографии [5], разрезать пленку на элементы с размерами в несколько десятков нанометров. Массив таких элементов можно использовать для оценки латерального разрешения MFM зондов. На рис. 4. представлено MFM изображение решетки квадратов с периодом 50 нм, нарезанных на пленке CoPt.

Наши эксперименты показали, что сплав CoPt может быть использован в качестве магнитного покрытия MFM зондов. По сравнению со сплавами CoCr, традиционно применяемыми для нанесения магнитного покрытия, пленки CoPt имеют большую устойчивость к коррозии. Кроме того, они обладают перпендикулярной магнитной анизотропией. Учитывая малую толщину пленок, это позволяет создать на их основе зонды для высокоразрешающей магнитно-силовой микроскопии. Малый магнитный момент таких зондов дает возможность использовать их для исследования образцов с низкой коэрцитивностью. Пример MFM изображения, полученного зондом с покрытием из CoPt, представлен на рис. 4(b).

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания - проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России, при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824_a, 16-07-01102_a) и гранта президента Российской Федерации (МК-8221.2016.2).

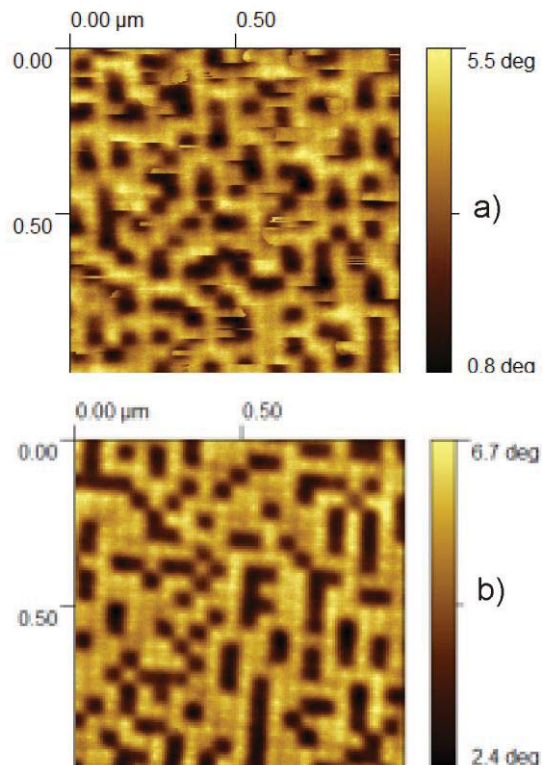


Рис. 4 MFM тестовой структуры с периодом 50 нм, изготовленной на основе пленки CoPt. Скан (а) выполнен стандартным MFM зондом, скан (b) — зондом с покрытием из CoPt

Литература

1. S. Jeong, Y.-N. Hsu, D. E. Laughlin, and M.E. McHenry // IEEE Trans.on Magnetics, V.°36, No°5, 2336 (2000).
2. A.A. Fraerman, O.L. Ermolaeva, E.V. Skorohodov at al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V. 393, 452 (2015).
3. А.В. Здоровейцев, М.В. Дорохин, О.В. Вихрова и др. // Т. 58, № 11, 2186 (2016).
4. А.В. Здоровейцев, М.В. Дорохин, П.Б. Демина и др. // Физика и техника полупроводников, Т. 49, № 12, 1649 (2015).
5. A. Temiryazev. // Diamond & Related Materials V. 48, 60 (2014).

Изучение рельефа и механических свойств живых эритроцитов методами АСМ

К.И. Тимошук^{1,*}, М.М. Халисов^{1,2}, А.В. Анкудинов^{1,3}, Т.И. Тимошенко²

1 Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49 .

2 ФГБУН Институт физиологии им. И.П. Павлова РАН, 199034, Санкт-Петербург, н. Макарова, 6.

3 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

*kirill_timoshhuk@rambler.ru

Экспериментально установлена нестабильность формы и среднего значения модуля Юнга у интактных эритроцитов, закрепленных на полилизиновой подложке. Обнаружена необратимая трансформация эритроцитов, продолжительное время контактирующих с полилизиним. Обсуждается возможный механизм эффекта.

Введение

Модуль Юнга эритроцитов является важной характеристикой реологических свойств крови. Именно он характеризует способность эритроцитов проникать в капилляры, диаметр которых существенно меньше диаметра самих клеток, и, соответственно, их способность выполнять одну из основных своих функций – перенос гемоглобина из лёгких к удалённым от них органам и тканям. Перспективным методом получения информации о модуле Юнга живых эритроцитов представляется атомно-силовая микроскопия (АСМ) [1-5]. Для АСМ измерений, эритроциты необходимо закрепить на подложке. Интересно связать механические и геометрические свойства весьма подвижных в жизни эритроцитов со свойствами этих же клеток в условиях близких к физиологическим, но иммобилизованным. В представленной работе мы с помощью методов АСМ исследовали форму и модуль Юнга интактных эритроцитов в зависимости от времени нахождения на полилизиновой подложке.

Методика эксперимента

Для пробоподготовки использовалась кровь из брюшной аорты самцов крыс линии Wistar. Изучение эритроцитов проводилось в физиологически адекватных условиях, при постоянно поддерживаемой температуре 37°C и в жидкости (физиологическом растворе), с помощью атомно-силового микроскопа Bruker Bioscope Catalyst в режиме работы PeakForce QNM. Модуль Юнга вычислялся по модели Снеддона [6, 7] путём автоматической математической обработки силовых кривых, регистрируемых при каждом касании образца зондом. Выбор области исследования осуществлялся с по-

мощью инвертированного оптического микроскопа Carl Zeiss Axio Observer, совмещённого с атомно-силовым микроскопом.

Результаты и обсуждение

В оптическом изображении эритроциты выглядят на фоне прозрачной подложки как объекты тёмного контраста и округлой формы. Продолжительные наблюдения эритроцитов в показали, что некоторые из них с течением времени теряют окраску и становятся почти невидимыми. Последующее изучение клеток методами АСМ выявило, что в обоих случаях эритроциты не обладали общепринятой [8], двояковогнутой формой. Изначальные, нормальные клетки были плоскими, высотой $0.3 \pm 0.3 \mu\text{m}$ ($n=22$), в то время как эритроциты, претерпевшие трансформацию, увеличивались до $1.7 \pm 0.5 \mu\text{m}$ ($n=7$) и приобретали выпуклую, близкую к полусферической форму. В среднем, по данным АСМ топографий площадь проекции составила $44 \pm 8 \mu\text{m}^2$ ($n=18$) для нормальных эритроцитов и $29 \pm 7 \mu\text{m}^2$ ($n=6$) для трансформировавшихся. В свою очередь, сравнение модуля Юнга двух этих видов эритроцитов дало неожиданные результаты: среднее значения у трансформировавшихся клеток оказались почти в четыре раза больше, чем у нормальных: $48 \pm 10 \text{ kPa}$ ($n=6$) и $13 \pm 9 \text{ kPa}$ ($n=17$), соответственно. Эти значения согласуются по порядку величины с литературными данными [2-5], которые, однако, обладают сильным разбросом результатов по ряду различных причин. Обнаруженный нами рост модуля Юнга у обесцвеченных эритроцитов, как представляется, ранее не был описан в научной литературе. Вероятное объяснение эффекта заключается в деградации гемоглобина в результате его автоокисления с образованием низко молекулярных димеров [9], что

способствует транспорту воды по осмотическому градиенту и приводит к набуханию и последующему упрочнению клетки.

В ходе проведённых оптических и АСМ экспериментов была установлена нестабильность формы и среднего значения модуля Юнга у интактных эритроцитов, закрепленных на полилизинной подложке. Так же была обнаружена необратимая трансформация эритроцитов, продолжительное время контактирующих с полилизинном. Результат видится полезным учитывать в АСМ исследованиях не только эритроцитов, но и других живых клеток.

Работа поддержана грантом РФФ № 14-15-00677.

Литература

1. G. Binnig, C.F. Quate, Ch. Gerbe // Phys. Rev. Lett. 1986. 56[9]. 930–933.
2. A.A. Mozhanova, N.I. Nurgazizov, A.A. Bukharaev // Proceedings SPM-2003, N. Novgorod, March 2–5. 2003. 266–267.
3. M. Lekka, M. Fornal, G. Pyka-Foćciak, K. Lebed, B. Wizner, T. Grodzicki, J. Styczeń // Biorheology. 2005. 42[4]. 307–317.
4. J.L. Maciaszek, B. Andemariam, G. Lykotrafitis // J. Strain Analysis. 2011. 46[5]. 368-379.
5. L.M. Rebelo, J.S. Sousa, T.M. Santiago // J. Mendes Filho. Microscopy: advances in scientific research and education. 2014. 1. 141–152.
6. Sneddon I.N. // Int. J. Eng. Sci. 1965. V. 3. N. 1. P. 47-57.
7. Khalisov M.M., Ankudinov A.V., Penniyaynen V.A., Dobrota D., Krylov B.V. // Acta Physiol. Hung. 2015. V. 102. N. 2. P. 125-130.
8. В.Л. Быков. Цитология и общая гистология: Учебник. М.: Сотис, 2002. С. 164–216.
9. J. Mohanty, E. Nagababu // J. Rifkind. Front. Physiol. 2014. 5. 1–6.

АСМ как метод изучения перестройки доменной структуры *in situ*

А.Л. Толстихина, Н.В. Белугина, Р.В. Гайнутдинов

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский просп. 59, Москва, 119333.
alla@ns.crys.ras.ru

Методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) в режиме регистрации пьезоэлектрического отклика *in situ* изучен процесс формирования доменов в классическом сегнетоэлектрическом кристалле триглицинсульфата (TGS) при фазовом переходе. В непосредственной близости от температуры фазового перехода обнаружено образование квазипериодической одномерной структуры 180-градусных доменов с преобладанием компоненты одного знака. Получены количественные данные о динамике доменной структуры, периметре доменных границ и ориентации доменных стенок.

Введение

Исследованию сегнетоэлектрического фазового перехода второго рода в кристалле TGS уделяется большое внимание на протяжении многих лет из-за аномалии в поведении свойств вблизи точки перехода. Метод атомно-силовой микроскопии (АСМ) обладает большим потенциалом для изучения фазовых переходов, позволяя наблюдать за перестройками структуры поверхности. По мере своего развития и расширения функциональных возможностей метод был использован для изучения температурной эволюции структуры поверхности [1–3]. Однако в непосредственной близости от температуры фазового перехода T_C перестройка доменной структуры изучена в недостаточной мере. В данной работе с помощью микроскопии пьезоэлектрического отклика (МПО) в условиях высокой термостабилизации и выдержки структуры изучен процесс фазового перехода при нагреве и охлаждении кристалла TGS.

Методика эксперимента

Все эксперименты по подготовке и прецизионному исследованию поверхности образцов методом АСМ проводили в контрольно-измерительном комплексе «TRACKPORE ROOM-05», класс чистоты 5 ИСО(100) на микроскопе NTEGRA Prima (НТ-МДТ). Относительная влажность воздуха составляла $35\% \pm 1\%$. Доменную структуру изучали методом МПО, в основе которой лежит регистрация локального пьезоотклика материала при приложении переменного электрического поля – 1 В к проводящему зонду (радиус закругления острия 20 нм) кремниевого кантилевера (марка SCM-PIIT, $f = 75$ кГц, $k = 2.8$ Н/м, Bruker). Для анализа доменной

структуры использованы данные измерений трансформант Фурье (программный пакет Nova). Параметры доменной структуры (периметр доменных границ, статическая униполярность и ориентация доменных стенок) определяли с помощью программного обеспечения SPIP 6.1.1 (Image Metrology).

Результаты и обсуждение

Методом МПО получены изображения, отражающие эволюцию доменной структуры TGS в процессе фазового перехода (рис.1). В условиях медленного охлаждения и выдержки образца перед сканированием вблизи T_C при 49.5°C зафиксировано образование поверхностной доменной структуры в виде вытянутых вдоль направления (X) тонких ламелей с попеременным чередованием светлого и темного контраста в поперечном направлении (Y) (рис.1а). Светлый контраст соответствует отрицательно заряженным областям, и они занимают $\sim 65\%$ общей площади изображения. Ширина ламелей $H_- \approx 188 \pm 52$ нм (знак $-$), $H_+ \approx 75 \pm 7$ нм (знак $+$). При снижении температуры до 49.0°C ламели укрупняются, их ширина увеличивается до $H_- \approx 335 \pm 100$ нм (рис.1б). Относительный процент отрицательно заряженных доменов уменьшается до $\sim 53\%$. Длинная ось ламелей вытянута в направлении X изображения, как и большая ось линзовидных доменов на рис.1б,в. При дальнейшем охлаждении до 48.5°C и ниже домены коалесцируют, постепенно увеличиваясь в размерах, при этом сохраняется небольшое преобладание одного знака над другим.

Справа от изображений доменных структур показаны их двумерные амплитудные спектры $F(u,v)$.

Частоты связаны с вариацией яркости на фазовом изображении. Фурье-образ изображения ламеллярной структуры представлен двумя точками с высокой яркостью (немного размытыми), расположенными в низкочастотной части спектра на вертикальной оси u (и равноудаленными от центра) (рис.1а). Положение этой частотной составляющей связано с малым поперечным размером (шириной) основных (ярких) компонентов изображения (полос). Частотный спектр отражает наличие периодичности в расположении чередующихся полос со светлым контрастом в вертикальном направлении изображения. Это означает, что в непосредственной близости от точки перехода образуется квазипериодическая одномерная структура, для которой характерен случайный разброс в ширине полос вокруг среднего значения. При понижении температуры до 49°C наблюдается смещение положения максимума (рис.1б). На изображении это соответствует увеличению ширины полос со светлым (соответственно, темным) контрастом, отвечающим отрицательным (положительным) доменам. Поляризованную структуру при 49.0°C еще можно охарактеризовать как квазипериодическую одномерную, хотя точки на Фурье-образе уже начинают сливаться. В дальнейшем основная частотная составляющая преобразуются в центральную вертикальную полосу на оси u в низкочастотной области спектра (рис.1в). Такой вид спектра отвечает изображению горизонтальных полос (со светлым контрастом) неоднородных по ширине. То есть при удалении от точки фазового перехода пропадают явные признаки квазипериодичности доменной структуры, значительно увеличиваются ширина доменов и отклонение ширины от среднего значения величины.

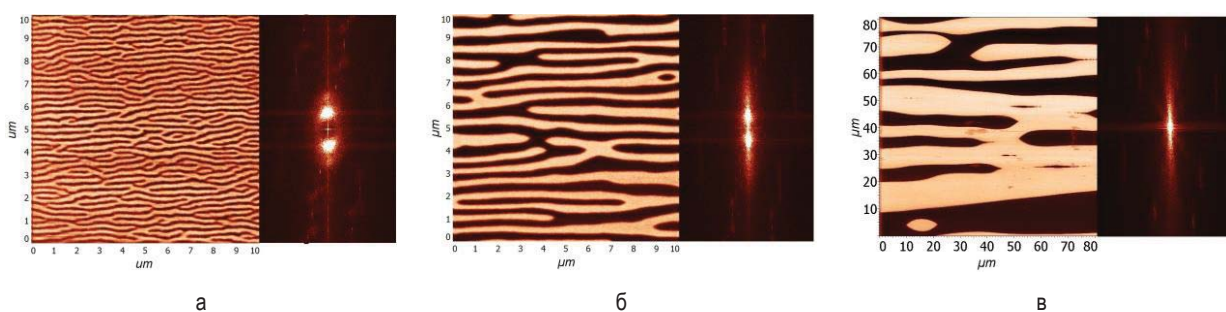


Рис. 1. Температурная эволюция доменной структуры TGS при переходе через T_c в процессе охлаждения кристалла: $49,5^\circ\text{C}$ (а), $49,0^\circ\text{C}$ (б), $48,5^\circ\text{C}$ (в). Полярная поверхность (010). Микроскопия пьезоэлектрического отклика. Справа от фазового изображения – его Фурье-образ

Заключение

Методом АСМ в сочетании с анализом трансформант Фурье МПО-изображений впервые экспериментально показано, что ниже T_c в узком температурном интервале ($T_c - 1^\circ$) в кристалле TGS образуется квазипериодическая одномерная структура 180° доменов с преобладанием компоненты одного знака. Она наследуется от структуры поверхности (010) кристалла в парафазе. Дискретное преобразование Фурье фазовых изображений может быть полезным аналитическим способом исследования эволюции доменной структуры одноосных кристаллов при фазовых переходах второго рода на наноскопическом уровне. Визуальный анализ изображений не всегда способен распознать завуалированную информацию, заложенную в расположении мелких характерных деталей, и обнаружить изменения в симметрии.

При удалении от T_c общие тенденции процесса изменения доменной структуры, выявляемые АСМ – рост больших, сжатие и исчезновение мелких доменов, коалесценция доменов, степенной закон роста – схожи с наблюдаемыми ранее на микроскопическом [1–3] и на оптическом уровне методом нематических жидких кристаллов [4].

Литература

1. E.Z. Luo, Z. Xie, J.B. Xu, I.H. Wilson // Physical Review B, V.6, 203 (2000).
2. V. Likodimos, M. Labardi, X. K. Orlik at all.// Physical Review B. V.63, 064104 (2001).
3. С.Н. Дрождин, О.М. Голицина // ФТТ. Т. 54. Вып. 5. С.853 (2012).
4. Л.И. Донцова, Н.А. Тихомирова, Л.А. Шувалов // Кристаллография. Т.39. №1. С.158 (1994).

Сдвиг зон на краях ступеней на поверхности Bi_2Se_3 в СТМ и СТС экспериментах

Н.И. Федотов*, С.В. Зайцев-Зотов

¹Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корпус 7, Москва, 125009.

*nfedotov89@mail.ru

Представлены результаты исследования поверхностных состояний Bi_2Se_3 вблизи ступеней на его поверхности методами СТМ и СТС. При приближении к краю ступени происходит сдвиг химического потенциала в направлении зоны проводимости, сопровождающийся ростом относительной величины дифференциальной туннельной проводимости в окрестности точки Дирака. Такой сдвиг воспроизведен в простой модели туннельного промежутка и связан с зависимостью прозрачности туннельного барьера, а не с увеличением плотности состояний.

Введение

Топологические изоляторы — материалы, в объеме представляющие собой зонные изоляторы, на поверхности которых существуют топологически защищенные состояния. Эти материалы представляют большой интерес как с фундаментальной (они обладают рядом необычных свойств), так и с прикладной точки зрения (как перспективные материалы для спинтроники).

Слоистое соединение Bi_2Se_3 является топологическим изолятором. Его поверхностные состояния образуют конус в k -пространстве, вершина которого (точка Дирака) лежит в запрещенной зоне объема.

Одним из характерных свойств топологических изоляторов является подавление рассеяния назад электронов в топологически защищенных поверхностных состояниях. В этой связи возникает вопрос о взаимодействии таких электронов с дефектами поверхности.

В данной работе представлены результаты исследования поверхностных состояний Bi_2Se_3 вблизи ступеней на его поверхности методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии [2].

Методика эксперимента

Кристаллы Bi_2Se_3 были синтезированы из смеси Bi и Se с 3% избытком Se в откачанных кварцевых ампулах [3]. Измерения проводились как на образцах n -типа (группа I), так и на образцах с уровнем химического потенциала вблизи точки Дирака (группа II).

Образцы скалывались в сверхвысоком вакууме и помещались в камеру СТМ, поддерживаемую при

температуре жидкого гелия. Для измерений использовались зонды из Pt-Rh проволоки, полученные механическим срезом. Качество зондов проверялось на золотой фольге.

Важным методическим вопросом является нормировка туннельных спектров (кривых дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV(V)$). Если химический потенциал на поверхности образца существенно варьируется, то для сравнения плотности состояний в разных точках образца не подходит нормировка dI/dV на ее значение при фиксированном напряжении. Вместо этого мы используем значение дифференциальной туннельной проводимости G_t при напряжении V_t , соответствующем фиксированному положению в энергетической структуре образца. Это же напряжение можно использовать и для определения химического потенциала $-eV_0$, отсчитанного от точки Дирака вдали от дефектов.

Результаты

На участках поверхности, содержащих ступени, получены туннельные спектры в точках на линиях поперек этих ступеней и массивы 100×100 туннельных спектров, что позволяет более детально определить пространственное распределение локальной плотности состояний и химического потенциала.

Анализ таких массивов, а также результатов СТС вдоль линий показывает, что вблизи ступеней происходит сдвиг химического потенциала, сопровождающийся ростом нормированной дифференциальной туннельной проводимости в окрестности точки Дирака. Знак сдвига соответствует положительному заряду на боковой поверхности ступени, вели-

чина составляет 100-200 мэВ и коррелирует с высотой ступени, а пространственный масштаб составляет порядка 10 нм. На рис. 1 представлены профиль ступени, сдвиг зон V_0 и нормированная $dI/dV(V_0)$ вдоль линии поперек этой ступени.

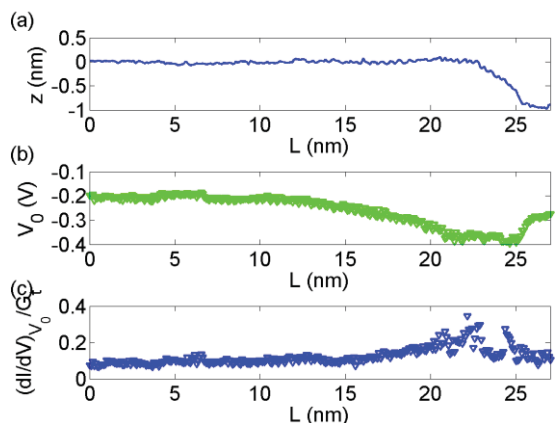


Рис. 1. Профиль ступени (a), сдвиг зон V_0 (b) и нормированная $dI/dV(V_0)$ (c) вдоль линии поперек этой ступени

Обсуждение

Уменьшение работы выхода вблизи ступеней известно для обычных металлов, где оно вызвано перераспределением волновых функций электронов между внешним и внутренним углами ступени [4,5]. В нашем случае величина сдвига химического потенциала меньше, а пространственный масштаб больше, что можно объяснить меньшими значениями волновых векторов и концентрации носителей заряда. Вклад в сдвиг химического потенциала может вносить различие положений точки Дирака относительно объемных зон на различных гранях и заряд, сосредоточенный в оборванных связях на краю ступени. Характерный пространственный масштаб эффекта в целом согласуется с моделями экранирования электрического поля электронами поверхностных состояний топологических изоляторов. [6]

Известно, что СТС является приближенным методом, в связи с чем возникает вопрос: в какой мере увеличение нормированной dI/dV в окрестности точки Дирака обусловлено увеличением локальной плотности состояний? Анализ на основе модели планарного туннельного промежутка показывает, что зависимость туннельной прозрачности барьера между зондом и образцом от приложенного к нему напряжения приводит к появлению поправки к

dI/dV , при сдвиге химического потенциала в зону проводимости, которая может оказаться значительной, особенно в случае малой плотности состояний, как, например, в точке Дирака поверхностных состояний топологического изолятора.

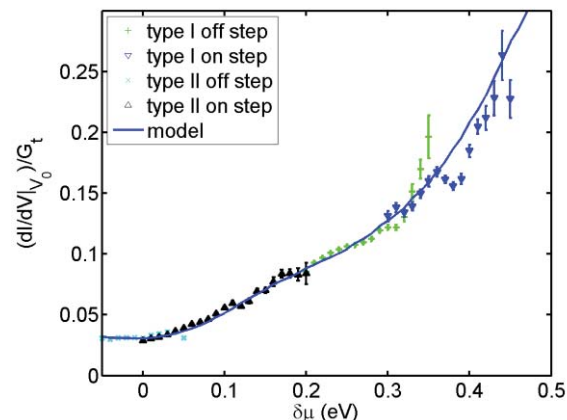


Рис. 2. Нормированные значения $dI/dV(V_0)/G_t$

На рис. 2 представлены результаты усреднения значения нормированной $dI/dV(V_0)$ для областей вблизи и вдали ступени на образцах обеих групп, полученные из двух массивов 100x100 туннельных спектров, и кривая, рассчитанная на основе нашей модели. Все четыре набора данных образуют единую кривую, воспроизводимую в рамках модели, что свидетельствует об отсутствии увеличения плотности состояний при энергии eV_0 .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 16-02-00677) и программ ОФН и Президиума РАН.

Литература

1. Topological Insulators: Fundamentals and Perspectives / Eds.: Frank Ortmann, Stephan Roche, Sergio O. Valenzuela, Laurens W. Molenkamp, 2015, Weinheim: Wiley, 432 с.
2. N.I. Fedotov, S.V. Zaitsev-Zotov // arXiv:1609:08911.
3. А.Ю. Дмитриев, Н.И. Федотов, В.Ф. Насретдинова, С.В. Зайцев-Зотов // Письма в ЖЭТФ 2014, Т. 100, С. 442.
4. R. Smoluchowski // Phys. Rev. 1941 V. 60, P. 661.
5. J.F. Jia, et al. // Phys. Rev. B 1998 V. 58, P. 1193.
6. S. Adam, et al. // Phys. Rev. B 2012 V. 85, 235413.
7. Н.И. Федотов, С.В. Зайцев-Зотов // Письма в ЖЭТФ 2016 Т. 104, С. 820.

Исследование резистивного переключения в пленках стабилизированного диоксида циркония, в том числе с внедренными металлическими нанокластерами, методом проводящей атомно-силовой микроскопии

Д.О. Филатов, Д.А. Антонов, О.Н. Горшков, И.А. Антонов, А.П. Касаткин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, проспект Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия.
antonov.dmitr@inbox.ru

Метод проводящей атомно-силовой микроскопии (АСМ) был применен для исследования механизмов резистивного переключения в ультратонких (3-5 нм) пленках диоксида циркония стабилизированного иттрием (СДЦ), в том числе с внедренными металлическими нанокластерами. С помощью проводящей АСМ, показана возможность проследить за формированием отдельных проводящих "нитей" (каналов) которые, как считается, ответственны за эффект резистивного переключения в оксидах переходных металлов. Было доказано, что рост каналов инициируют дефекты в материале пленки, в том числе те, которые являются концентраторами электрического поля, в частности, за счет шероховатости (бугорков) интерфейса пленка / подложка. Был изучен электронный транспорт через отдельные проводящие каналы.

Введение

Эффект резистивного переключения (РП) интенсивно изучался в последнее десятилетие в связи с перспективой его применения в энергонезависимой памяти нового поколения (Random Access Memory, RRAM) [1]. РП состоит в обратимом изменении сопротивления тонкой диэлектрической пленки, зажатой между двумя проводящими электродами, под действием электрического напряжения, приложенного между двумя электродами. Современное понимание механизма РП, в оксидах переходных металлов, основано на концепции о движении вакансий кислорода (VO) в электрическом поле между электродами [2]. Вакансии по кислороду формируют проводящие нити, растущие почти через весь слой диэлектрика (процесс формовки), и, таким образом, обеспечивают переход структуры в состояние с низким сопротивлением. Если приложить напряжение обратного смещения, проводящие каналы разрушаются и структура переходит в состояние с высоким сопротивлением (биполярный механизм РП).

Проводящая атомно-силовая микроскопия (САФМ) может быть мощным инструментом для изучения РП в нанометровом масштабе [7]. Например, САФМ позволяет изучать перенос электронов через отдельные каналы в диэлектрике. Целью настоящего исследования являлось изучение локальных про-

цессов резистивного переключения в СДЦ пленках с использованием САФМ.

Методика эксперимента

Пленки СДЦ толщиной $d = (3 - 5 \text{ нм})$ наносились на подложки $n^+ - \text{Si} (100)$, покрытые 2 нм пленкой естественного окисла SiO_2 , при $T = 300 \text{ }^\circ\text{C}$ методом магнетронного распыления. Молярная доля Y_2O_3 в материале мишени варьировалась от 0 до $0,12 \pm 0,01$. Металлические нанокластеры Au в толще пленок СДЦ формировались методами магнетронного распыления и ионной имплантации. Образцы отжигали в сверхвысоком вакууме (СВВ) при $300 \text{ }^\circ\text{C}$ и $500 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 1 часа. Исследования методом САФМ проводились в СВВ при температуре 300 К с применением микроскопа Omicron® UHV AFM/STM LF1. Использовались зонды марки NT MDT® NSG-11_DLC с радиусом кривизны кончика $R_p = 70 \text{ нм}$. РП было изучено путем записи циклических вольт - амперных характеристик (ВАХ) контакта зонда к образцу. Переключение в выбранной области оксидной пленки в состояние с низким сопротивлением "СНС" осуществлялось путем сканирования в контактном режиме с $V_g > V_{set}$. Для переключения материала пленки в состояние с высоким сопротивлением «СВС» проводилось сканирование с обратной полярностью $V_g > V_{reset}$.

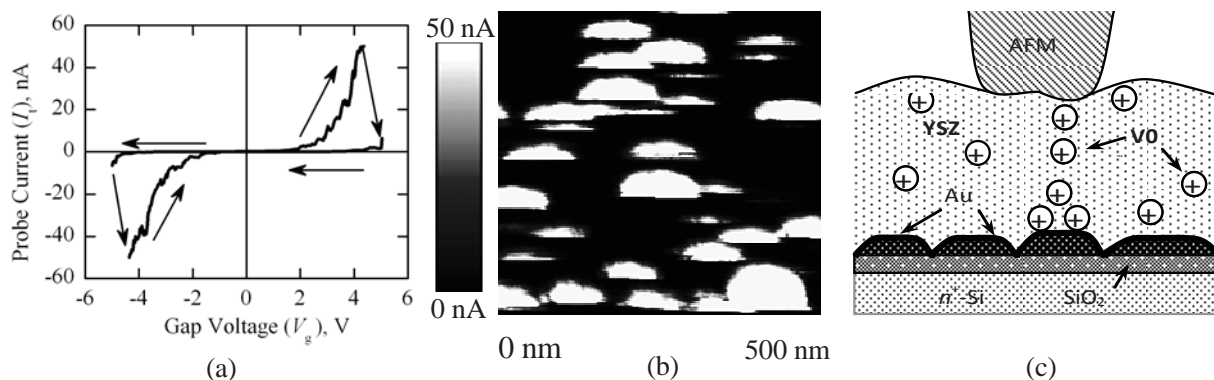


Рис. 1. (а) Типичная ВАХ контакта АСМ зонда к пленке СДЦ (3 нм) / SiO₂ / Si, отожженной в сверхвысоком вакууме при T=500°С, в течении часа. (б) Токовое АСМ изображение этой пленки, записанное при V_g = -6 В. (с) Схема роста нити вызванного золотым островком на подложке

Результаты переключения исследовались путем получения САФМ (токового) изображения $I_t(x, y)$, при $|V_g| < V_{set}$, V_{reset} (где I_t — ток через зонд, а x, y — координаты зонда на поверхности образца).

Результаты и обсуждение

На рисунке 1а приведена типичная ВАХ контакта проводящего АСМ зонда к поверхности пленки СДЦ (3 нм) / SiO₂ / Si. Обнаружен хорошо выраженный гистерезис типичный для биполярного РП. На токовом изображении поверхности пленки были обнаружены области повышенной проводимости (каналы проводимости) (рис 1б). Эти каналы связаны с протеканием электрического тока через отдельные цепочки вакансий по кислороду, образованные при приложении электрического поля между АСМ зондом и n+-Si подложкой (рис. 1с). Размеры каналов проводимости составляли (~ 100 нм), что соответствует значению радиуса закругления АСМ зонда R_p (≈ 70 нм). Следует отметить, что каналы проводимости на рисунке 1б имели форму полумесяца, в то время как кончик АСМ зонда имел округлую форму. Экспериментально наблюдаемая форма проводящего канала может быть связана с его образованием в процессе сканирования. Изначально пленки были туннельно-непрозрачными. После того, как проводящий канал прорастает через пленку, появляется ток через структуру. После этого при перемещении зонда можно увидеть токовые изображения канала, которое представляет собой свёртку формы поверхности торца токового канала и контактной площадки АСМ зонда (см. рис. 1б). Следует отметить, что при повторном сканировании той же области каналы проводимости уже имели округлую форму, а также

увеличивалась поверхностная плотность каналов тока, что подтверждает предположение о формировании новых проводящих каналов в процессе сканирования. Было также показано, что увеличение молярной доли стабилизирующей примеси Y, отжиг в СВВ, а также внедрение в объем пленки металлических нанокластеров Au, так же приводило к увеличению плотности проводящих каналов, наблюдаемых на токовом изображении. Эти данные свидетельствуют о том, что проводящие каналы в диэлектрической плёнке образуются преимущественно в местах локализации дефектов внутри пленки СДЦ, таких как: металлические нанокластеры; скопления вакансий по кислороду, связанных с введением легирующей примеси Y или выходом кислорода в вакуум в процессе СВВ отжига; неровности интерфейса пленка / подложка. Эти дефекты могут выступать в виде концентраторов электрического поля между зондом и образцом и способствовать образованию проводящих каналов.

На некоторых ВАХ записанных в каналах проводимости одновременно с петлей гистерезиса, также были обнаружены резкие максимумы. Такие особенности на ВАХ мы связываем с резонансным туннелированием электронов через металлические нанокластеры с малыми размерами (~ 1 нм).

Литература

1. D.S. Jeong et al. // Rep. Prog. Phys., V 75, 076502 (2012).
2. J.S. Lee, S. Lee and T. W. Noh // Appl. Phys. Rev., V 2, 031303 (2016).
3. M. Lanza // Mater.7, 2155–2182 (2014).

Особенность устройства иммобилизованных на подложке живых фибробластов, выявленная с помощью атомно-силовой микроскопии

М.М. Халисов^{1,2,*}, А.В. Анкудинов^{2,3,§}

1 ФГБУН Институт физиологии им. И. П. Павлова РАН, наб. Макарова, 6, Санкт-Петербург, 199034.

2 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 ФГБУН Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*hamax@list.ru, §alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru

Методом атомно-силовой микроскопии исследованы живые фибробласты. Данные силовых кривых, измеренные стандартными острыми и субмикронными сферическими зондами, проанализированы по моделям механического контакта Снеддона и Герца, соответственно. Показано, что модуль Юнга не достаточно адекватно описывает механические свойства фибробластов. Для характеристики свойств использованы значения контактной жесткости. Обнаружено, что жесткость не зависит от формы индентора. Это может свидетельствовать о том, что внешний примембранный слой фибробласта проявляется как жесткая по сравнению с внутренностью клетки оболочка.

Введение

Общепринятым стало использование атомно-силовой микроскопии (АСМ) для измерения модуля Юнга живых интактных клеток в физиологически адекватных условиях. Суть измерений сводится к детектированию нагрузочно-разгрузочных силовых кривых, описывающих ход индентации (деформации) образца АСМ зондом, и последующему численному расчету по форме этих кривых модуля Юнга с использованием теоретических моделей: Герца (либо Дерягина-Мюллера-Гопорова, ДМТ) и Снеддона. В модели Герца (ДМТ) форма индентора, кончика АСМ зонда, – это сфера, а в модели Снеддона – конус. Обе модели описывают механический контакт твердых упругих тел, к каковым едва ли можно отнести живые клетки. Тем не менее, считается, что модуль Юнга может характеризовать состояние клетки, течение физиологических и патологических внутриклеточных процессов [1].

При АСМ исследовании характерная глубина индентирования живой клетки составляет порядка сотни нанометров. Современные коммерчески доступные кантилеверы, как правило, имеют пирамидальные зонды с радиусом закругления острия пирамиды порядка нескольких нанометров. Как следствие, расчет модуля Юнга по силовым кривым рекомендуют вести в рамках модели Снеддона. Модель Герца (ДМТ) оправданно применять для анализа измерений с помощью специально затуп-

ленных зондов с прикрепленной сферической частью известного радиуса.

В нашей работе рассмотрены результаты АСМ исследования живых фибробластов с помощью стандартных нанометрово-острых и специальных субмикронных сферических зондов. Мы показываем, что рассчитанные в рамках разных моделей значения модуля Юнга не достаточно адекватно описывают механические свойства фибробластов. В качестве более подходящего параметра мы выбрали значения жесткости контакта зонда с клеткой. Обнаружено, что у исследованных клеток, она не зависит от формы кончика использованных зондов.

Методика эксперимента

Были исследованы интактные фибробласты сердечной ткани куриных эмбрионов. Это удобные для изучения с помощью АСМ объекты, которые надежно прикрепляются к подложке, имеют развитый цитоскелет и довольно плавный рельеф.

Установка АСМ Bioscope Catalyst (Bruker) использовалась в режиме PeakForce QNM, позволяющем картировать рельеф, деформацию, модуль Юнга и другие механические свойства объекта исследования. АСМ сканирование с расчетом значений модуля Юнга по моделям Снеддона и Герца (ДМТ) осуществлялось, соответственно, стандартными острыми зондами с паспортным радиусом закруг-

ления кончика 2-12 nm [2], и сферическими зондами радиусом 325 nm [3]. Для обеспечения физиологически адекватных условий во время АСМ экспериментов клетки находились в жидкой среде при температуре 37°C.

Результаты и обсуждение

Анализ АСМ топографий фибробластов показал, что максимальная высота клеток не зависит от формы зонда. В среднем высота фибробластов при сканировании острым зондом составила $1,7 \pm 0,5$ мкм (число исследованных клеток $n = 112$), а сферическим – $1,7 \pm 0,4$ мкм ($n = 24$). Кроме того, измерения показали, что средняя деформация фибробластов также мало зависела от формы зонда. При максимальной силе воздействия стандартного острого зонда 3,0 нН средняя деформация клеток составила 200 ± 70 нм, а при сканировании фибробластов сферическими зондами с пиковой силой 2,5 нН средняя величина деформации равнялась 160 ± 50 нм. Однако, несмотря на столь небольшую разницу в деформациях, рассчитанный в соответствии с моделями Снеддона и Герца (ДМТ) средний модуль Юнга фибробластов отличался приблизительно на порядок. Было проверено, что теоретическое отношение модуля Юнга по Снеддону и Герцу (ДМТ) при одинаковой силе и деформации для двух примененных форм зонда также находится на уровне десяти. В такой связи, автоматически определяемая при сканировании фибробласта величина модуля Юнга потеряла смысл.

Поэтому вместо модуля Юнга мы рассматривали контактную жесткость зонда с фибробластом. В случае острых зондов ее среднее значение составило 17 ± 6 мН/м, а при использовании сферических – 16 ± 4 мН/м.

Таким образом, оказалось, что контактная жесткость зонда с фибробластом не зависит от остроты индентора. Результат объясняется, вероятно, тем, что внешние слои клетки ведут себя как жесткая по отношению к цитозолю оболочка, на величину деформации которой влияет амплитуда пиковой силы, но не размеры кончика зонда.

Авторы выражают благодарность В.А. Пеннийнен из лаборатории физиологии возбудимых мембран Института физиологии им. И.П. Павлова РАН за подготовку клеток для АСМ экспериментов.

Работа поддержана грантом РФФ № 14-15-00677.

Литература

1. T.G. Kuznetsova, M.N. Starodubtseva, N.I. Yegorenkov, S.A. Chizhik, R.I. Zhdanov // *Micron*, V. 38 (8), P. 824-833 (2007).
2. URL: <http://www.brukerafmprobes.com/p-3693-snl-10.aspx> [Электронный ресурс].
3. И.А. Няпшаев, А.В. Анкудинов, А.В. Стовпяга, Е.Ю. Трофимова, М.Ю. Еропкин // *ЖТФ Т.82* (10), С. 109-116 (2012).

Электронная структура и транспортные свойства системы нанополос графена на SiC(001)

А.Н. Чайка^{1,2*}, Han-Chun Wu^{2,3,§}, О.В. Молодцова⁴, С.В. Бабенков⁴, Ming-Chien Hsu⁵, Tsung-Wei Huang⁵, Mourad Abid³, Mohamed Abid³, Yuran Niu⁶, B. Walls², B. E. Murphy², И.В. Швец², Huajun Liu⁷, Byong Sun Chun⁸, Yahya T. Janabi⁹, С.Н. Молотков¹, A.I. Lichtenstein^{10,11}, M.I. Katsnelson^{11,12}, С.-R. Chang⁵, В.Ю. Аристов^{1,4,13§}

1 Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия

2 CRANN and School of Physics, Trinity College, Dublin 2, Ireland

3 School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, People's Republic of China

4 Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Germany

5 Department of Physics, National Taiwan University, Taipei 10617, Taiwan

6 MAX-lab, Lund University, Box 118, 22100 Lund, Sweden

7 Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, People's Republic of China

8 Division of Industrial Metrology, Korea Research Institute of Standards and Science, Daejeon 305-340, South Korea

9 Saudi Aramco Materials Performance Unit TSD, Research and Development Center, Dharhan 31311, Saudi Arabia

10 Institut für Theoretische Physik, Universität Hamburg, Germany

11 Department of Theoretical Physics and Applied Mathematics, Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

12 Radboud University, Nijmegen, The Netherlands

13 Institut für Experimentelle Physik, TU Bergakademie Freiberg, Freiberg Germany

*chaika@issp.ac.ru, §wuhc@bit.edu.cn, §victor.aristov@gmail.com

Представлены исследования атомной и электронной структуры, транспортных и магнитных свойств графена, синтезированного на пластинах SiC/Si(001). Исследования, выполненные методами сканирующей туннельной микроскопии, демонстрируют формирование системы нанополос с одним предпочтительным направлением междоменных границ на вицинальных поверхностях SiC(001). Транспортные измерения демонстрируют, что формирование упорядоченной системы нанодоменов на вицинальной подложке приводит к открытию транспортной щели при температурах ниже 150 К в случае пропускания электрического тока перпендикулярно междоменным границам. Более того, наличие большого количества междоменных границ и искривлений графенового слоя вблизи них приводит к аккумуляции зарядов с определенным направлением спина на краях нанодоменов и большому положительному магнетосопротивлению в параллельном магнитном поле.

Синтез графена на тонких пленках карбида кремния, выращенных на стандартных пластинах Si(001) [1], один из перспективных способов производства графена для электронных технологий. В работах [2, 3] было показано, что покрытие графена на SiC(001) состоит из системы нанодоменов, соединенных между собой по границам, ориентированным приблизительно вдоль направлений $\langle 110 \rangle$. Согласно теоретическим и экспериментальным исследованиям, электронная структура и свойства графена могут сильно модифицироваться при наличии большого количества междоменных границ. В частности, наличие границ с периодической атомной структурой может приводить к отражению электронов и возникновению транспортной щели в графене [4], а структуры типа зигзага и искажения кристаллической решетки вблизи междоменных

границ могут отвечать за появление спиновых состояний в графене [5, 6]. В системе графен/SiC(001) решетки в соседних доменах как правило развернуты на углы $\pm 13.5^\circ$ относительно направлений [110] и [1-10]. На рис. 1а показан участок поверхности графен/SiC(001), содержащий несколько нанодоменов, в которых решетки графена развернуты на угол 27° друг относительно друга (рис. 1b). Анализ данных СТМ высокого разрешения показал, что кристаллические решетки в соседних нанодоменах, как правило, асимметрично развернуты на углы 10 и 17 градусов относительно междоменной границы, что приводит к формированию структуры, состоящей из искаженных пяти- и семиугольников, с периодом 1.37 нм вдоль границы (рис. 1с). При формировании такой системы нанодоменов на краю одного из доменов формируются структуры типа

зигзага. Кроме того, на краях нанодоменов всегда есть искривления графенового листа нанометрового масштаба [рис. 1d, e].

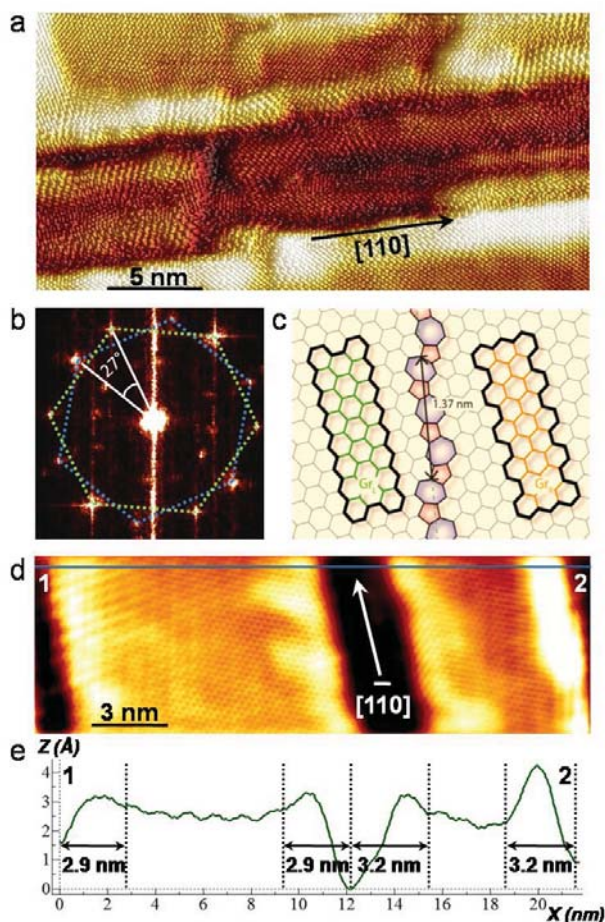


Рис. 1. (a, d) СТМ-изображения нанодоменов графена на поверхности SiC(001) с междоменными границами, ориентированными вдоль направлений [110] (a) и [1-10] (d). (b) Фурье-преобразование изображения на панели (a). Шестиугольники демонстрируют разворот решеток графена на угол 27°. (c) Модель границы между двумя развернутыми доменами. (e) Поперечное сечение 1-2 на изображении (d). СТМ-изображения измерены при $U=22$ мВ, $I=70$ пА (a) и $U=20$ мВ, $I=100$ пА (d)

На вицинальной поверхности SiC(001) (2° -off) нам удалось синтезировать системы нанополос трехслойного графена (шириной от 5 до 30 нанометров) с одной предпочтительной ориентацией междоменных границ. В такой системе нанодоменов наблюдается формирование транспортной щели при температурах ниже 150 К в случае пропускания тока перпендикулярно междоменным границам [7]. Как показали теоретические расчеты, открытие щели может быть связано как с формированием периодической структуры вдоль междоменных границ [4], так и с искривлениями графенового слоя вблизи них [8]. Более того, наличие междоменных границ и закруглений нанометрового масштаба вблизи

них приводит к аккумуляции заряда с определенным направлением спина на краях нанодоменов и положительному магнетосопротивлению в параллельном магнитном поле с сильной зависимостью от температуры (рис. 2) [8].

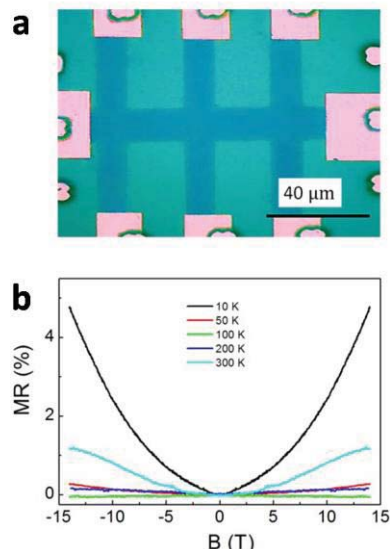


Рис. 2. (a) Изображение образца графен/SiC(001) с нанесенными контактами для измерений магнетотранспортных свойств. (b) Температурная зависимость продольного магнетосопротивления в параллельном магнитном поле в диапазоне температур 10–300 К

Полученные результаты демонстрируют возможность создания новых наноструктур для приборов электроники и спинтроники на базе графена с использованием пластин SiC/Si(001).

Работа выполнена при частичной поддержке программ Президиума РАН, грантов РФФИ (проекты № 14-02-01234, 14-02-00949, 17-02-01139) и гранта Марии Кюри Европейской рамочной программы FP7.

Литература

1. V.Yu. Aristov, G. Urbanik, K. Kummer et al. // Nano Letters, V. 10, 992 (2010).
2. A.N. Chaika, O.V. Molodtsova, A.A. Zakharov et al. // Nano Res., V. 6, 562 (2013).
3. A.N. Chaika O.V. Molodtsova, A.A. Zakharov et al. // Nanotechnology, V. 25, 135605 (2014).
4. O.V. Yazev and S.G. Louie // Nat. Mater. V. 9, 806 (2010).
5. P. Ruffieux, S. Wang, B. Yang et al. // Nature, V. 531, 489 (2016).
6. K. Nakada, M. Fujita, G. Dresselhaus, and M. S. Dresselhaus // Phys. Rev. B, V. 54, 17954 (1996).
7. H.-C. Wu, A. N. Chaika, T.-W. Huang et al. // ACS Nano, V. 9, 8967 (2015).
8. H.-C. Wu, A.N. Chaika, M.-C. Hsu et al. // Nat. Commun., V. 8, 14453 (2017).

Топологическая фаза, спин-орбитальное и обменное взаимодействие при контакте графена с тяжелыми и магнитными металлами

А.М. Шикин^{1,*}, И.И. Климовских¹, А.А. Рыбкина¹, А.Г. Рыбкин¹, Д. Состина¹, В.Ю. Ворошнин¹, А. Петухов¹, М.М. Отроков^{1,2,3,4}, Е.В. Чулков^{1,2,3,4}

1 Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504.

2 Томский государственный университет, Томск, 634050

3 Donostia International Physics Center, San Sebastián/Donostia, Basque Country, 20018, Spain

4 Departamento de Física de Materiales UPV/EHU, Centro de Física de Materiales CFM-MPC and Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, 20080 San Sebastián/Donostia,

Spain
*ashikin@inbox.ru

Экспериментально и теоретически исследуются возможности индуцированного спин-орбитального и обменного взаимодействия и формирования соответствующей топологической фазы в графене при контакте с тяжелыми (Au, Pt, Pb) и магнитными (Co) металлами.

Введение

Графен – один из наиболее перспективных материалов современной нанозлектроники благодаря линейной дисперсии в окрестности точки Дирака, расположенной в области уровня Ферми, и чрезвычайно высокой мобильности носителей заряда, что обеспечивает его уникальные физико-химические и транспортные свойства. В последние годы были получены системы, показывающие наличие сильного спин-орбитального и обменного взаимодействия, индуцированного в графене при контакте с атомами тяжелых и магнитных металлов и формирование топологической фазы с образованием спин-орбитальной запрещенной зоны в области точки Дирака и соответствующих спин-поляризованных краевых топологически защищенных состояний, что обеспечивает возможность квантового спинового и аномального эффекта Холла в подобных графеновых структурах. Все это позволяет рассматривать графен-содержащие структуры в качестве активных элементов спинтроники с уникальной спиновой структурой.

Экспериментальные результаты

В работе анализируются возможности индуцированного спин-орбитального и обменного взаимодействия и формирования соответствующей топологической фазы в графене при контакте с тяжелыми (Au, Pt, Pb) и магнитными (Co) металлами. Ис-

следования проводились методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым и спиновым разрешением. В работе [1] анализировалась теоретическая возможность манипуляции спиновой структуры графена и условий формирования топологической щели в точке Дирака в зависимости от соотношения между вкладом, описываемыми как внутреннее (атомоподобное) и внешнее, обусловленное градиентом внешнего электрического поля (Рашба-подобное) спин-орбитальное взаимодействие. В случае преобладания спин-орбитального взаимодействия Рашбовского типа спиновая структура графена характеризуется спиновым расщеплением π -состояний графена в области точки Дирака. При преобладающем вкладе внутреннего атомоподобного спин-орбитального взаимодействия в точке Дирака графена появляется спин-орбитальная топологическая щель, параметры которой могут изменяться при изменении соотношения между вкладами данного типа. К сожалению, вследствие слабого спин-орбитального взаимодействия в графене данную теорию долго не удавалось проверить. Однако последнее время появились работы, показывающие возможность гигантского индуцированного спин-орбитального взаимодействия в графене, что позволяет проверить и использовать данную теорию. Так, например, контакт графена с Au приводит к аномально-большому индуцированному спин-орбитальному расщеплению π -состояний графена вблизи точки Дирака (до 100 мэВ) Рашбов-

ского типа во всей области линейности состояний Дираковского конуса [2]. Другим хорошим примером систем подобного типа может служить графен, синтезированный на поверхности Pt(111) [3], хотя в этом случае формирование спиновой структуры осложняется эффектами спин-зависимой гибридизации электронных состояний графена и Pt, в том числе и в области уровня Ферми. В качестве примера детали электронной спиновой структуры данной системы в области точки К зоны Бриллюэна приведены на рис. 1 (левая колонка). Спиновое расщепление π -состояний графена инверсно относительно точки Дирака. Спин-орбитальной запрещенной зоны не появляется.

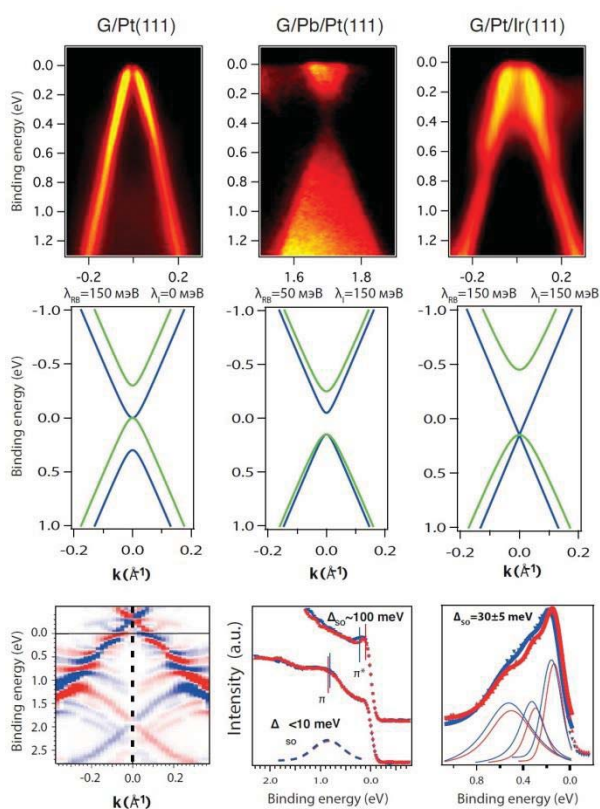


Рис. 1. Экспериментальная структура Дираковского конуса электронных состояний (верхние панели), схематическое теоретическое представление модификации структуры π -состояний графена при изменении соотношения между вкладом в индуцированное спин-орбитальное взаимодействие атомоподобного и Рашбовского типов (средние панели) и особенности спиновой структуры систем MG/Pt(111) – слева, MG/Pb/Pt(111) – в центре, MG/Pt/Ir(111) – справа (нижние панели)

В качестве примера системы первого типа, где преобладает внутреннее (атомоподобное) индуцированное спин-орбитальное взаимодействие λ_i , обусловленное определенным расположением атомов

углерода и металлов, на рис. 1 (центральная колонка) представлены особенности электронной и спиновой структуры графена на Pt(111) при интеркаляции под графен атомов Pb [4]. В этом случае в области точки Дирака формируется спин-орбитальная запрещенная зона, а сама точка Дирака смещается в область более высоких энергий связи. При этом в соответствии с теорией величина спинового расщепления в верхнем Дираковском конусе значительно больше, чем в нижнем.

Графен, синтезированный на поверхности Ir(111) с интеркалированными атомами Pt (рис. 1, правая колонка) представляет собой случай модификации соотношения между двумя вкладом в индуцированное спин-орбитальное взаимодействие и соответствующей модификации спиновой и электронной структуры в области точки Дирака [5]. Интеркаляция атомов Pt под графен приводит к уменьшению вклада спин-орбитального взаимодействия Рашбовского типа по сравнению со случаем графена на поверхности Ir(111). В результате влияние вкладов обоих типов становится сравнимым ($\lambda_i \sim \lambda_{\text{so}}$), что приводит к увеличению энергетического расстояния между соответствующими зонами π -состояний графена [5].

В докладе будут также представлены и проанализированы особенности взаимосвязи спин-орбитального и обменного взаимодействий и их совместное влияние на спиновую структуру π -состояний графена при одновременном воздействии на графен атомов тяжелого (Au) и магнитного металлов (Co). Будут представлены и проанализированы СТМ-изображения поверхностных структур формируемых систем, картины ДМЭ и проанализированы взаимные расположения атомов углерода и металлов.

Литература

1. C.L. Kane, E.J. Mele // Physical Review Letters 95, 146802 (2005).
2. A.M. Shikin et al. // New J. Phys. 15, 013016 (2013).
3. I.I. Klimovskikh et al. // Physical Review B 90, 235431 (2014).
4. I.I. Klimovskikh et al. // ACS Nano, принято к публикации (2017).
5. I.I. Klimovskikh et al. // Physical Review B 92, 165402 (2015).

Экспериментальное и теоретическое исследование формирования самоподобных дендритных микро- и нанодоменных структур в одноосных сегнетоэлектриках

В.Я. Шур^{1*}, А.Р. Ахматханов²,

¹ Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

*vladimir.shur@urfu.ru

Исследованы эффекты нестабильности формы доменов и формирование самоподобных дендритных доменных структур при переключении поляризации в одноосных сегнетоэлектриках ниобате лития и танталате лития с искусственным диэлектрическим поверхностным слоем, а также в результате импульсного нагрева/охлаждения. Для описания полученных результатов использован оригинальный подход, основанный на аналогии между движением доменных стенок при переключении поляризации и перемещением фазовых границ при фазовых переходах первого рода.

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.

Эксперимент

Экспериментально исследовалось формирование дендритных доменных структур при переключении поляризации в пластинах одноосных сегнетоэлектрических монокристаллов представителей семейства ниобата лития LiNbO_3 и танталата лития LiTaO_3 с различной степенью отклонения от стехиометрического состава и легированных Mg. 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 использовалась для визуализации доменных стенок в объеме. Обработка серии изображений доменов на разной глубине позволяла выявлять стадии формирования микро- и нанодоменных структур [1, 2].

Для создания сильнонеравновесных условий переключения использовалось: (1) приложение однородного электрического поля к пластинам с искусственными диэлектрическими слоями, нанесенными на полярные грани, (2) воздействие пироэлектрического поля, возникающего при охлаждении после импульсного нагрева излучением инфракрасного лазера [3, 4].

Результаты

В танталате лития обнаружено и исследовано самоорганизованное формирование ансамблей нанодоменных снежинок при охлаждении после импульсного нагрева выше температуры фазового перехода [5, 6]. Показано, что процесс формирования обусловлен обратным переключением в приповерхностном слое растущих изолированных доменов. Произведен расчет пространственного распределения пироэлектрического поля, создаваемого двумерной периодической структурой конических доменов [5,6].

В стехиометрических кристаллах ниобата лития исследовалось формирование дендритных доменов при переключении поляризации при повышенной температуре. Предложен и подтвержден моделированием механизм самоорганизованного формирования дендритных структур за счет дискретного переключения и ориентированного роста нанодоменных цепей [7,8].

В конгруэнтном ниобате лития с диэлектрическим слоем SiO_2 на полярной поверхности детально ис-

следовано формирование снежинок. Выявлены механизмы расщепления и ветвления [9].

Обсуждение

При анализе полученных результатов использовался кинетический подход [10]. Кинетика доменов рассматривалась как аналог фазового перехода первого рода, при котором вероятность зародышеобразования определяется локальной величиной суммы внешнего, деполаризующего и экранирующих полей. При таком рассмотрении решающую роль играет наличие остаточного деполаризующего поля, обусловленное запаздыванием объемного экранирования [10].

Образование шлейфа остаточного деполаризующего поля за движущейся доменной стенкой приводит к замедлению традиционного роста доменов за счет бокового движения доменных стенок. Сильно-неравновесные условия переключения приводят к качественному изменению формы изолированных доменов и проявлению эффектов самоорганизации при формировании самоподобных микро- и нанодоменных структур [9, 10].

Для теоретического описания эффектов потери устойчивости формы и эволюции доменной структуры проведен оригинальный расчет кинетики доменной структуры, основанный на аналогии между боковым движением доменных стенок в процессе переключения поляризации и перемещением фазовых границ при фазовых переходах первого рода. Предложенный подход впервые использован для моделирования топологической неустойчивости плоской доменной стенки при сильнонеравновесных условиях переключения поляризации.

Все полученные особенности кинетики доменов удалось объяснить как формирование самоорганизованных структур при сильнонеравновесных условиях переключения [11, 12]. Справедливость модели подтверждена совпадением результатов компьютерного моделирования и эксперимента. Полученные результаты могут быть использованы для развития методов нанодоменной инженерии [13].

В частности при создании сегнетоэлектрической памяти и нового класса фотонных устройств [14].

Работа выполнена с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ за счет гранта Российского научного фонда (проект 14-12-00826).

Литература

1. V.Ya. Shur, P.S. Zelenovskiy, M.S. Nebogatikov et al. // *Journal of Applied Physics*, V.110, 052013 (2011).
2. V.Ya. Shur, P.S. Zelenovskiy // *Journal of Applied Physics*, V.116, 066802 (2014).
3. V.Ya. Shur, E.A. Mingaliev, V.A. Lebedev, et al. // *Journal of Applied Physics*, V.113, 187211 (2013).
4. V.Ya. Shur, E.A. Mingaliev, D.K. Kuznetsov et al. // *Ferroelectrics*, V.443, 95 (2013).
5. V.Ya. Shur, M.S. Kosobokov, E.A. Mingaliev et al. // *AIP Advances*, V.5, 107110 (2015).
6. V.Ya. Shur, M.S. Kosobokov, E.A. Mingaliev, et al. // *Journal of Applied Physics*, V.119, 144101 (2016).
7. V.Ya. Shur, D.S. Chezganov, et al. // *Journal of Applied Physics*, V.112, 104113 (2012).
8. V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov, D.S. Chezganov, et al. // *Applied Physics Letters*, V.103, 242903 (2013).
9. V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov, E.V. Pelegova // *Ferroelectrics*, V.500, 76 (2016).
10. V.Ya. Shur // *Journal of Material Science*, V.41, 199 (2006).
11. A.V. Ievlev, S. Jesse, A.N. Morozovska, E. Strelcov, E.A. Eliseev, Y.V. Pershin, A. Kumar, V.Ya. Shur, S.V. Kalinin // *Nature Physics*, V.10, 59 (2014).
12. A.V. Ievlev, A.N. Morozovska, E.A. Eliseev, V.Ya. Shur, S.V. Kalinin // *Nature Communications*, V.5, Article number: 4545 (2014).
13. V.Ya. Shur // *Ferroelectrics*, V.443, 71 (2013).
14. V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov, I.S. Baturin // *Applied Physical Review*, V.2, 040604 (2015)

Секция 5

**Многослойная и кристаллическая
рентгеновская оптика**

Localized X-Ray modes at a twin boundary and options of X-ray monochromatization

V.A. Belyakov

Landau Institute for Theoretical Physics, Moscow, Russia

bel@landau.ac.ru

Results of theoretical studies on the X-Ray localized modes [2,3] and searches of efficient application of these modes in the fundamental and applied physics for a new type of X-Ray localized modes, namely, X-Ray defect modes at a twin boundary in a crystal (XTLM) are presented. Dispersion equation for XTLM is found and analyzed. Estimates of the XTLM lifetime for the case of sufficiently thick twin structure carried out and the options of their experimental observation are briefly discussed. Proposed to apply XTLM excitation in perfect single crystals for obtaining of highly monochromatized X-Rays. The parameters of XTLM (wavelength (energy), lifetime, degree of X-Ray monochromatization) are estimated for some "popular" single-crystals.

Introduction

The problem of localization of waves of different nature in periodic media attracts considerable researchers' attention because some essential and useful for applications effects due to this localization were revealed [1-4]. First observed in acoustic, as a whispering gallery mode, the wave localization is best of all studied for the electromagnetic optical wavelength range [1] spreading now to the X-Ray wavelength range [5] and even to the optics of cold neutrons [6,7]. Recent developments of the X-Ray sources (Synchrotron Radiation (SR), Synchrotron Mossbauer source and Free Electron Laser (FEL)) give favorable perspectives for observations of X-ray localized modes (XLM) so further studies in the field, in particular, theoretical ones are urgent. In what is following the localized X-Ray defect modes at a twin boundary in a crystal (XTLM) are theoretically investigated (a twin boundary is frequently formed at a single-crystal growth [8]).

General approach

To study properties of the localized X-Ray defect modes at a twin boundary, i.e. XTLM, we have to analyze a diffraction boundary problem sketched at

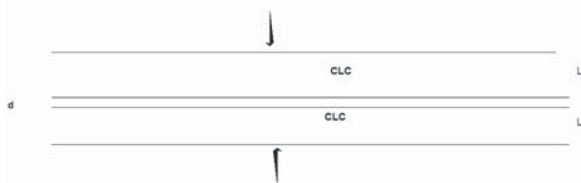


Fig. 1. Schematic of the defect structure (Isotropic (defect) layer of thickness d sandwiched between two perfect periodic layers of thickness L).

Fig.1 for an incident at a crystal X-Ray beam normally to the twin boundary (i.e. in the case of diffraction scattering at angle π). XTLM is a direct analog of the defect mode sufficiently well studied in the optical wavelength range [1-2] so the result of XTLM dispersion equation obtaining is very similar to the case of optical defect mode [2]:

$$\{ \exp(2i\Delta\varphi)\sin^2 qL - \exp(-i\tau L)[(\tau q/k^2)\cos qL + i((\tau/2k)^2 + (q/k)^2 - 1)\sin qL]^2 / \delta^2 \} = 0, \quad (1)$$

however parameter δ here is not the optical dielectric anisotropy but a quantity by the following way related to the X-Ray structure scattering amplitude F (in the case of diffraction scattering at angle π):

$$\delta = (4\pi k)^2 F/V, \quad (2)$$

where V is the elementary cell volume, k and q are

the incident X-Ray wave vector and diffraction addition to it in the crystal [3], τ and L are the reciprocal lattice vector of the crystal determining Miller indices of diffraction and the layer thickness, respectively. The argument $2\Delta\varphi$ in the phase factor in (1) is dependent on the type of twin boundary [8] and reduces to $2kd$ if the two parts of twin structure are divided by an isotropic layer of thickness d .

The X-Ray reflection and transmission coefficients for a twin structure may be expressed via reflection and transmission coefficients of an individual layer by the relations similar to the optical case [2]. The dispersion equations (1) determining the XTLM frequency ω_T in the general case have to be solved numerically. In the cases of thick crystalline layers the dispersion equation solutions may be found analytically and if one neglects the X-Ray absorption in a crystal the XTLM lifetime, i.e. the imaginary parts of the localized mode frequency ($\omega_T = \omega_{T0}(1+i\Delta)$) is determined by the expression

$$\Delta = -[(8/3)/(\delta\tau L)]\exp(-\delta\tau L/2), \quad (3)$$

giving for the infinite L an infinite XTLM lifetime. Actually, the XTLM lifetime is limited by the X-Ray absorption in a crystal determined by the imaginary part of X-Ray dielectric constant ($\varepsilon = \varepsilon_0(1+i\gamma)$), so it is restricted by

$$\tau_{\max} = 2/(\varepsilon_0\omega_{T0}\gamma). \quad (4)$$

X-rays monochromatization

Along with studying the XTLM physics the applied options of XTLM may be rather attractive, in particular, ones related to superhigh X-Ray monochromatization. If conventional diffraction approach allows to reach X-Ray monochromatization $\Delta E/E = \delta$ the X-Ray localized modes promise much higher depending on the periodic layer thickness L monochromatization, for example $\Delta E/E = \delta/(\delta\tau L)^3$ for the edge localized modes [2] and even higher (according to (3)) for defect mode. However, the mentioned above limitation of the XTLM lifetime restricts also the achievable degree of the X-Ray monochromatization.

Because the X-Ray absorption grows with growing atomic number (and correspondingly weight) as perspective for a high X-Ray monochromatization look perfect single-crystals of light elements. Estimates of expected X-Ray monochromatization with help of XTLM for some “popular” perfect single-crystals are given in the table.

Cryst.	E	$\delta(10^{-5})$	$\gamma(10^{-6})$	$\tau(10^{-13}\text{ s})$	$\Delta E/E(10^{-6})$	L(μm)
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

where X-ray energy E is given in keV and L is the minimal layer thickness ensuring presented in the table degree of X-Ray monochromatization (on the further increase of L the monochromatization degree does not grow essentially), the structure scattering amplitudes determining δ and γ were obtained for the (111) reflections with the help of [9]. The numbers presented in

the table show that light elements are preferable for a high X-Ray monochromatization and for a practical realization of high monochromatization is very essential using of perfect single-crystals comparable in the perfectness with the Diamond single-crystal.

Conclusion

The performed studies show that XLMs and, in particular, XTLMs can be observed with application of the modern X-ray sources. A direct way of the XLM observation is connected with using of the time-delay technique. As the estimations given above in the table show the XTLM life-times are essentially higher than the time of X-ray quantum flight through the defect structure (fig.1) and are in the range of time intervals accessible for the time-delay technique. Another option consists in spectrometric measurements and here even Mossbauer technique (based on the Doppler effect) looks as an acceptable in the cases of crystals consisting from light elements with a low absorption. A more high monochromatization and XTLM lifetimes compared with the data in the table can be reached if the Borrmann effect [10] reveals itself in a XLM structure under the investigation.

The work is supported by the RFBR grants 16-02-0679_a and, 16-02-0295_a.

References

1. V.I. Kopp, Z.-Q.Zhang, A.Z.Genack // Prog. QuantElectron, V.27, n 6, P.369 (2003).
2. V.A. Belyakov // MCLC, **612**, 81 (2015).
3. V.A. Belyakov // Diffraction Optics of Complex Structured Periodic Media Springer Verlag, New York, US, 1992.
4. Е.Л. Ивченко, А.Н. Поддубный // ФТТ, **55**, 833 (english translation: Physics of the Solid state, v. 55, p.905) (2013).
5. V.I. Ostashev et al. // Optics Comm. **155**, 17 (1998).
6. V.V. Nesvizhevskii, A.Yu. Voronin et al. // Nature Physics, v. 6, p.114 (2010).
7. V.A. Belyakov // American Conference on Neutron Scattering, Long Beach, USA, 2016, Program, HP2.03, p.134.
8. V.L. Indenbom // p.297 in “Modern Crystallography”, Nauka, Moscow, v.2 (1979).
9. S.A. Stepanov // Internet site: <http://sergey.gmca.aps.anl.gov>
10. V.A. Belyakov // Proc. of XIX Intern. Symposium Nanophysics and Microelectronics, Nizhnii Novgorod, V.1, p.319 (2015).

X-ray refractive optics for new fourth generation X-ray sources

A. Snigirev

Baltic federal University, Kaliningrad, Russia

*anatoly.snigirev@gmail.com

В докладе дается обзор состояния работ по преломляющей рентгеновской оптике. Приводятся примеры ее применения на современных лазеро-подобных источниках жесткого рентгеновского излучения, включая синхротроны 3-го поколения и рентгеновские лазеры на свободных электронах. Показано, что функционал преломляющей оптики не ограничивается только транспортом и формированием – коллимацией и фокусировкой - пучка, но и позволяет развивать новые методы исследований на основе высокой пространственной когерентности излучения. Это касается, прежде всего, методов фазово-контрастной микроскопии, когерентной дифракции, голографии и интерферометрии. In-line геометрия преломляющей оптики позволяет предложить новую оптическую концепцию экспериментальных станций, существенно расширяющую гибкость и простоту применения различных методов рентгеновской диагностики. Закономерно предположить, преломляющая оптика станет доминирующей на новых дифракционно-ограниченных источниках 4-го поколения.

After the first successful experimental demonstration 20 years ago [1], the use of X-ray refractive optics has rapidly expanded and they are now in common use at 15 synchrotrons in 10 countries. This development has intensified after the successful implementation of transfocators – tunable devices based on refractive lenses [2]. In addition to traditional micro-focusing applications, the transfocators can provide the following beam conditioning functions in the energy range from 3 to 200 keV: condensers with a tunable beam size, micro-radian collimators, low-band pass filters - monochromators [2], high harmonics rejecters [3], Fourier transformers [4].

New advanced parameters of the beam provided by the diffraction-limited sources – XFELs and new synchrotrons with the reduced horizontal emittance will open up a unique opportunity to build up a new concept for the loss-free beam transport and conditioning systems based on in-line refractive optics. Taking an advantage of the substantially reduced horizontal source size and the beam divergence, these new systems integrated into the front-end can transfer the photon beam almost without losses from the front-end to any further secondary optical systems (mirrors, crystals, lenses etc.) or directly to the end-stations. Evidently, beamlines will benefit from the possibility to include the active moveable lens systems in the front-ends. In this regard, development of diamond refractive optics is crucial [5–8].

The implementation of the lens-based beam transport concept will significantly simplify the layout of majority of the new beamlines [9], opening new opportunities

for the material science research under extreme conditions [10, 11]. It will also allow a smooth beamlines transition from the present beam parameters to the upgraded ones, avoiding major optics modifications [12].

The field of applications of refractive optics is not limited to beam conditioning, but can be extended into the area of Fourier optics, as well as coherent diffraction and imaging techniques [3-16]. Using the intrinsic property of the refractive lens as a Fourier transformer, the coherent diffraction microscopy and high-resolution diffraction methods have been proposed to study 3-D structures of photonic crystals and mesoscopic materials [17–20].

Another promising direction of refractive optics development is in-line X-ray interferometry. Recently proposed bi- and multi-lens interferometers can generate an interference field with a variable period ranging from tens of nanometers to tens of micrometers [21, 22]. This simple way to create an X-ray standing wave in paraxial geometry opens up the opportunity to develop new X-ray interferometry techniques to study natural and advanced man-made nano-scale materials, such as self-organized bio-systems, photonic and colloidal crystals, and nano-electronics materials. As a classical interferometer, it can be used for phase contrast imaging and radiography. Finally, it can be useful for the coherence characterization of the high energy X-rays sources [23].

References

1. A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler // *Nature*, 384, 49 (1996).
2. G.B.M. Vaughan, J.P. Wright, A. Bytchkov et al. // *J. Synchrotron Rad.*, 18, 125 (2011).
3. M. Polikarpov, I. Snigireva, A. Snigirev // *J. Synchrotron Rad.*, 21, 484 (2014).
4. M. Lyubomirskiy, I. Snigireva, A. Snigirev // *Optics express*, 24, 13679 (2016).
5. M. Polikarpov, I. Snigireva, J. Morse et al. // *J. Synchrotron Rad.*, 22, 23 (2015).
6. S. Terentyev, V. Blank, S. Polyakov et al. // *Appl. Phys. Lett.*, 107, 111108 (2015).
7. M. Polikarpov, I. Snigireva, A. Snigirev // *AIP Conference Proceedings*, 1741, 040024, 2016.
8. S. Terentyev, M. Polikarpov, I. Snigireva et al. // *J. Synchrotron Rad.*, 24, 103-109, 2017.
9. M.W. Bowler, D. Nurizzo, R. Barrett et al. // *J. Synchrotron Rad.*, 22, 1540 (2015).
10. N. Dubrovinskaia, L. Dubrovinsky, N.A. Solopova et al. // *Sci. Adv.*, 2, e1600341, (2016).
11. F. Wilhelm, G. Garbarino, J. Jacobs et al. // *High Pressure Research*, 36, 445 (2016).
12. Orange Book «ESRF Upgrade programme Phase II 92015-2022), *Technical Design Study*», G. Admans, et al. eds., (2014).
13. V. Kohn, I. Snigireva, A. Snigirev // *Opt. Comm.*, 216, 247 (2003).
14. M. Drakopoulos, A. Snigirev, I. Snigirev // J. Schilling, *Appl. Phys. Lett.*, 86, 014102 (2005).
15. P. Ershov, S. Kuznetsov, I. Snigireva et al. // *Appl. Cryst.*, 46, 1475 (2013).
16. H. Simons, A. King, W. Ludwig et al. // *Nature Communications*, 6, 6098 (2015).
17. A. Bosak, I. Snigireva, K. Napolskii, A. Snigirev // *Adv. Mater.*, 22, 3256 (2010).
18. D.V. Byelov, J.-M. Meijer, I. Snigireva et al. // *RSC Advances*, 3, 15670.V (2013).
19. V. Kohn, I. Snigireva, A. Snigirev // *J. Synchrotron Rad.*, 21, 729 (2014).
20. K. V. Falch, D. Casari, M. Di Michiel et al. // *J. of Materials Science*, 52, 3437-3507, 2017.
21. A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn et al. // *Phys. Rev. Lett.*, 103, 064801 (2009).
22. A. Snigirev, I. Snigireva, M. Lyubomirskiy et al. // *Optics express*, 22(21), 25842 (2014).
23. M. Lyubomirskiy, I. Snigireva, V. Kohn, et al. // *J. Synchrotron Rad.*, 23, 1104 (2016).

Разлет плазмы при реактивном ионно-лучевом травлении с фокусирующей щелью

А.Д. Ахсахалян

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

akh@ipm.sci-nnov.ru

Предложен новый алгоритм расчета и создана программа для моделирования процесса травления. Экспериментально изучена форма профиля травления в зависимости от ширины щели и расстояния щель – подложка.

Введение

Реактивное ионно-лучевое травление (РИЛТ) с фокусирующей щелью с успехом применяется для корректировки или изготовления сверхгладких фокусирующих поверхностей для рентгеновских зеркал [1,2]. Главным недостатком метода является низкая скорость травления – время травления составляет от 3 до 30 часов. Зона травления имеет вид прямоугольника длинная сторона которого равна длине щели. Распределение скорости травления $v(x)$ поперек щели зависит от ширины щели и расстояния щель – подложка.

Создана новая версия программы по моделированию процесса травления. В прежней версии [3] отклонение формы поверхности от расчета $D(x)$ и распределение скорости травления поперек щели $v(x)$ рассматривались в виде одиночных пиков шириной W и ω соответственно. Закон движения подложки относительно зоны травления рассматривался в виде:

$$t(x) = g[D(x)] \text{ или } t(x) = g[D(x) - kd^2D(x)/dx^2],$$

где $t(x)$ – время травления в точке x , g – коэффициент пропорциональности, а k выбирался вручную для минимизации среднеквадратичного отклонения формы стравленной поверхности от расчета $T(x)$. Сканирование осуществлялось по всему промежутку x , где $D(x) > 0$. Из рис. 1 видно, что в обоих случаях $T(x)$ растет с уменьшением W/ω (кривые 1,2). В новой версии пределы сканирования взяты в виде параметров a и b , которые подбираются вручную для минимизации $T(x)$. При этом $T(W/\omega)$ перестает быть монотонной функцией и ее минимум достигается либо, как и раньше, при $\omega \ll W$ либо при $\omega \sim W$ (рис. 1, кривая 3). Это явилось стимулом для экспериментального изучения зависимости ширины и

формы поперечного профиля $v(x)$ от ширины щели и расстояния щель – подложка.

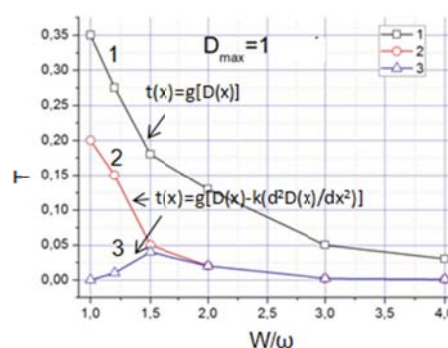


Рис. 1. Среднеквадратичное отклонение формы стравленной поверхности от расчета T в зависимости от W/ω .

Эксперимент

Травление проводилось в установке РИЛТ, описанной в [1,2]. Подложки из стекла устанавливались на различных расстояниях $z = 3-18$ мм от щели. Ширина щели варьировалась в пределах $S = 4-18$ мм. Измерение поперечного профиля шириной по основанию $L < 10$ мм проводилось на доработанном профилометре модели 130 [4]. Поскольку максимальная длина трассы профилометра равна 12,5 мм, для $L > 10$ мм измерения проводились следующим образом. На подложке фломастером проводилась линия, перпендикулярная длинной стороне щели (ось x), далее проводился процесс травления. Затем линия смывалась в спирте и на интерферометре Talysurf CCI 2000 измерялась высота полученной вдоль линии ступеньки $H(x)$. Скорость травления вычисляется из выражения $v(x) = H(x)/t$, где t – время травления. На рис. 2 приведен ряд полученных таким образом профилей.

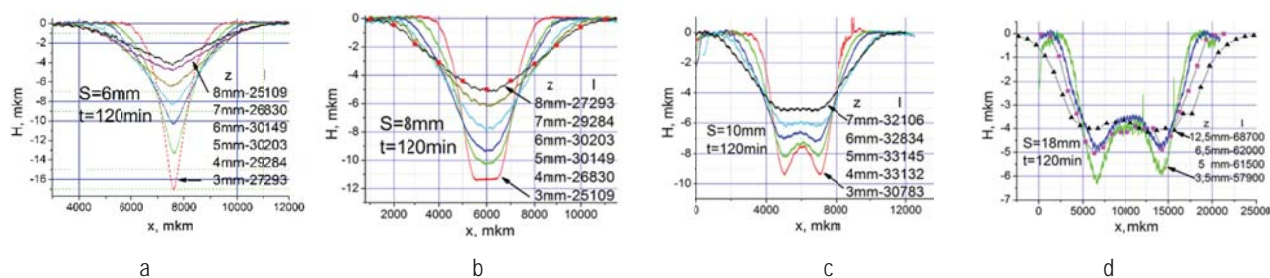


Рис. 2. Серия профилей травления, снятых на разных расстояниях щель – подложка z при разных ширинах щели S .

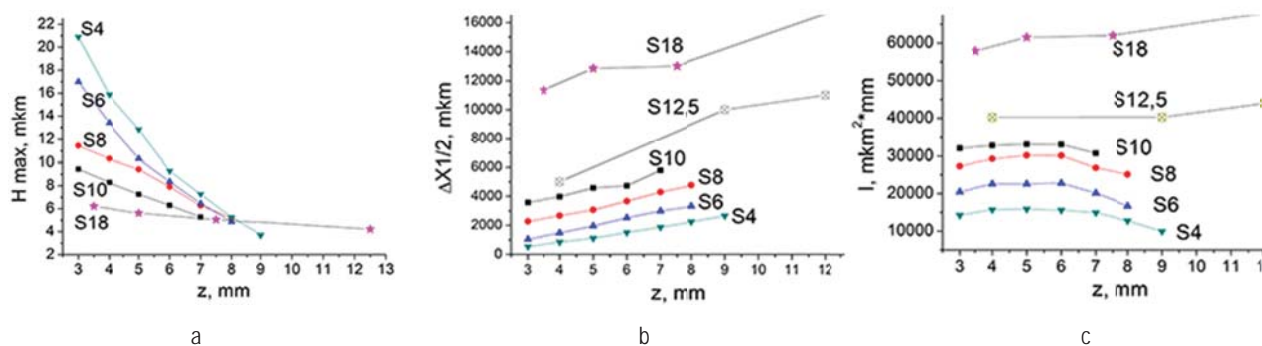


Рис. 3. Зависимости максимальной глубины (а), ширины на полувысоте (б) профилей травления и суммарного объема удаленного материала в зависимости от расстояния щель – подложка z при разной ширине щели S .

При узких щелях $S < 8$ мм профиль имеет вид колокола, ширина которого меньше ширины щели и растет по мере удаления от щели. При увеличении ширины щели (при $z = \text{const}$) на верхушке сначала появляется плоский участок, а затем профиль становится двугорбым. Это объясняется так. Щель металлическая и находится под нулевым потенциалом. За подложкой находится электрод смещения, на который подается ВЧ (13 МГц) напряжение $U \sim 1$ кВ. Ионы на положительном полупериоде, пролетая в этом поле, отклоняются от края щели к центру. Это приводит для узких щелей вблизи ее поверхности к фокусировке пучка (ширина профиля меньше ширины щели). Для широких щелей, поскольку поле к центру уменьшается, плотность плазмы повышается только у краев щели и профиль становится двугорбым. На рис. 3 представлены результаты обработки всех измеренных профилей. Видно, что по мере разлета плотность плазмы в центре распределения $H(z)$ падает а его ширина ΔX растет. При этом суммарный объем стравленного материала $I(z) = \int H(x)dx$, который и определяет производительность процесса, остается практически неизменным, что говорит об отсутствии рекомбинации в процессе разлета.

Из рис. 3(с) видно, что $I(S)$ растет при любом значении ширины щели. Отсюда и из результатов мо-

делирования следует, что если отклонение исходной поверхности от расчета имеет вид одиночного пика $D(x)$, ширину щели следует выбирать такой максимальной величины, при которой ширина поперечного профиля равна ширине пика $D(x)$, но профиль еще не стал двугорбым. Если функция $D(x)$ имеет произвольный вид, то ее следует представить в виде суперпозиции одиночных пиков, каждый из которых нужно стравливать щелью соответствующей ширины.

Все измерения выполнены в ЦКП ИФМ РАН.

Литература

1. А.А. Ахсаляян, А.Д. Ахсаляян, Ю.А. Вайнер и др. // Известия РАН. Сер. физическая. Т. 76, № 2. С. 196 (2012).
2. А.А. Ахсаляян, А.Д. Ахсаляян, Л.А. Мазо и др. // Известия РАН. Сер. физическая. Т.78, №1, С. 86 (2014).
3. А.Д. Ахсаляян, И.М. Нефедов // Труды XVIII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Н. Новгород, С. 289 (2014).
4. А.Д. Ахсаляян // Труды XIX Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Н. Новгород, С. 317 (2015).

Космический эксперимент АРКА по исследованию Солнца

С.А. Богачев*, С.В. Кузин, А.А. Перцов, А.С. Кириченко, А.С. Ульянов, А.А. Рева,
Е.А. Вишняков, И.П. Лобода, С.В. Шестов, А.А. Холодилов, Д.В. Лыков, Ф.В. Фатеев,
А.В. Трифонов, А.Е. Шаханов

*bogachev@lebedev.ru

В рамках федеральной космической программы РФ на 2015-2016 гг., Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук должен разработать новый солнечный космический телескоп с рабочим названием «АРКА». Проект предназначен для получения рекордных по детализации изображений Солнца в вакуумной УФ области спектра, недоступной для регистрации с поверхности Земли. Заявленная точность наблюдений составляет около 75 км на пиксель изображения, что примерно в 6 раз выше, чем точность изображений действующей в настоящее время на орбите обсерватории СДО (SDO – Solar Dynamics Observatory), разработанной НАСА (NASA). Такие характеристики достигаются в числе прочего за счет высоких требований к рентгеновской оптике, в том числе к качеству поверхности многослойных зеркал, к конструкции их подвеса, а также к точности позиционирования и юстировки. В настоящем материале мы кратко излагаем основные идеи проекта, характеристики научной аппаратуры, а также технические требования к конструкции.

Введение

Несмотря на значительный прогресс последних десятилетий, в физике Солнца остаются нерешенными ряд фундаментальных проблем. Это, в частности, проблема нагрева короны и хромосферы Солнца, проблема триггеров солнечных вспышек и проблема формирования и ускорения солнечного ветра [1, 2]. Тот факт, что огромное количество экспериментальных данных, поступающих с космических и наземных обсерваторий, не позволяет решить указанные проблемы физики Солнца, вероятно, свидетельствует о недостаточной точности современных наблюдений. Речь идет как о недостаточно высоком временном разрешении наблюдений, так и о нехватке пространственного разрешения.

Если говорить о космических телескопах, то есть инструментах, получающих двумерное изображение Солнца, то их временное разрешение складывается из времени экспозиции изображения, времени считывания данных с детектора (обычно ПЗС матрицы), а также времени на подготовку ПЗС матрицы к следующему наблюдению. Для космических солнечных телескопов середины 1990-х – 2000-х годов (телескоп EIT на спутнике SOHO [3]; телескоп TRACE [4]; телескоп XRT на спутнике Hinode [5]) лучшее временное разрешение составляло от 30 до 60 секунд. В настоящее время (первая половина 2010-х) ситуация несколько изменилась, благодаря повышению чувствительности рентге-

новской оптики, а также улучшению характеристик ПЗС матриц, позволяющих заметно сократить время считывания данных и время подготовки матрицы к следующему сеансу наблюдений. Так, телескопы в составе комплекса аппаратуры ТЕСИС на спутнике КОРОНАС-Фотон [6] позволяли получать серии наблюдений со скважностью (интервал времени между двумя последовательными кадрами) около 10 секунд, а при наблюдениях фрагмента Солнца – до 4-5 секунд [7]. Телескопы AIA на борту спутника SOHO (запущен в 2010 году) имеют сейчас скважность около 10-12 секунд [8]. Таким образом, в наши дни временное разрешение в 10 секунд можно считать стандартным, разрешение в 5 секунд является рекордным, а разрешение в 1 секунду и лучше все еще недоступно.

Угловое (пространственное) разрешение телескопов зависит от качества оптической системы, но не может быть меньше предела, устанавливаемого дифракцией или ПЗС матрицей. При наблюдениях Солнца в коротких длинах волн (порядка и менее 100 Å) дифракционный предел обычно так мал, что главным является угловой размер пикселя детектора. В частности, при фотографировании Солнца, угловой диаметр которого составляет около 2000 секунд, с помощью ПЗС матрицы размером 1024×1024 пикселя (матрицами такого размера были оснащены телескопы EIT на спутнике SOHO и телескоп TRACE) нельзя получить угловое разрешение лучше 2 угловых секунд. В случае ПЗС матриц размером 2048×2048 пикселя (телескопы ТЕСИС на спутнике КОРОНАС-Фотон и телескопы EUVI на спутниках STEREO-A и STEREO-B) мак-

симальное угловое разрешение при наблюдении полного диска Солнца составляет одну угловую секунду, а для матриц размером 4096×4096 пикселя (телескопы AIA на спутнике SDO) максимальное разрешение равно 0.5 угловой секунды.

Рост размера ПЗС матрицы не может продолжаться неограниченно, так как при увеличении размера матрицы растет объем получаемого изображения в байтах. В частности, размер одного изображения телескопа AIA составляет 32 МБайта (каждый пиксель содержит 2 байта информации). Для сравнения, суточный объем целевой информации, поступивший в 2009 году с российского спутника КОРОНАС-Фотон, составлял около 1–2 Гбайт. В пересчете на изображения AIA этого хватило бы на 32–64 кадра в сутки. При попытке улучшить угловое разрешение в 2 раза, то есть при переходе к матрицам 8192×8192 пикселя, объем изображения увеличился бы до 128 Мбайт, а суточное количество кадров на 1 Гбайт целевой информации сократилось бы до 8. Очевидно, что этого недостаточно для получения сколь либо значимой информации о динамике Солнца и событиях солнечной активности.

Выход из данной ситуации состоит в переходе от наблюдений полного диска Солнца к исследованиям отдельных фрагментов солнечной поверхности. Примером таких наблюдений является обсерватория TRACE (США), запущенная в рамках программы малых космических аппаратов NASA SMEX в 1998 году [9]. Телескопы обсерватории были оснащены ПЗС матрицами размером 1024×1024 пикселя, но наблюдали не полный диск Солнца, а фрагмент поверхности размером 8.5×8.5 угловых минут. Если при наблюдении полного диска Солнца максимальное разрешение такой матрицы составляет 2 угловых секунды, то при наблюдениях в поле зрения 8.5×8.5 угловых минут разрешение TRACE составило 0.5 угловой секунды, что в 4 раза лучше. Соответствующий режим наблюдения не свободен от недостатков, главным из которых является то, что события на Солнце, находящиеся вне поля зрения инструмента, пропускаются им. Этот недостаток компенсируется возможностью получения изображений с существенно более высокой детализацией. После TRACE подобный способ исследования Солнца в крайнем УФ диапазоне ни разу не применялся.

Космическая обсерватория «АРКА» станет первым после TRACE инструментом для сверхдетального

исследования отдельных участков солнечной короны [10]. Аппаратура предназначена для установки на борту малого космического аппарата (платформа Карат-200 разработки НПО им. С.А. Лавочкина) и включает в себя 3 телескопа, два из которых должны осуществлять наблюдения Солнца со сверхвысоким угловым разрешением, а третий телескоп предназначен для координации работы двух основных инструментов. Поле зрения прибора составит 10 угловых минут. В составе телескопов планируется использовать ПЗС матрицы размером 6144×6144 пикселя (самые большие из когда-либо применявшихся в составе солнечных космических телескопов), что позволит достичь углового разрешения в 0.1 угловой секунды на пиксель – в 6 раз лучше, чем разрешение современной солнечной обсерватории NASA SDO (0.6 угловой секунды на пиксель). Существуют обоснованные ожидания, что столь подробные наблюдения структур солнечной короны помогут существенно продвинуться в ряде направлений солнечной физики, в особенности в вопросах исследования микроактивности Солнца, имеющей существенное значение для решения ряда фундаментальных проблем.

Общее описание эксперимента

Аппаратура «АРКА» включает в себя три двухзеркальных телескопа (телескопы T1, T2 и TX) и блок электроники (БЭ), включающий в себя источник питания, модуль управления научной аппаратурой и модуль сбора и обработки информации. Телескопы T1 и T2 являются основными инструментами, осуществляющими наблюдение Солнца с угловым разрешением 0.1 угловой секунды. Телескопы имеют одинаковую оптическую схему и различаются только характеристиками покрытия главного и вторичного зеркала. Первый телескоп, T1, имеет полосу чувствительности в области $168\text{--}173 \text{ \AA}$ с максимумом вблизи 171 \AA , совпадающим с линией железа Fe IX (Таблица 1). Второй телескоп, T2, работает в области $296\text{--}310 \text{ \AA}$ с максимумом вблизи линии ионизованного гелия HeII 304 \AA (табл. 2). Третий телескоп, Арка-TX, является вспомогательным и предназначен для построения изображений полного диска Солнца с разрешением 1.76 угловой секунды. Телескоп предназначен для координации работы основных двух инструментов, в том числе для привязки наблюдаемых ими участков поверхности Солнца к изображениям полного диска. Полоса пропускания телескопа TX совпадает с полосой пропускания телескопа T1.

Таблица 1. Основные спектральные линии, попадающие в канал регистрации Т1 аппаратуры «АРКА».

Ион	Длина волны, Å	Температура максимума $\log_{10}(T)$, K	Интенсивность, эрг·см ⁻² ·ср ⁻¹ ·сек ⁻¹
Fe VIII	168.5450	5.6	3.66e+03
Ca XVI	168.8539	6.7	4.92e+03
Fe VIII	168.9300	5.6	1.92e+03
Fe XXII	169.1123	7.1	1.18e+03
Ti XIX	169.5800	6.9	3.51e+03
Fe IX	171.0730	5.9	4.66e+04
Fe XX	171.7248	7.0	2.57e+03
O V	172.1690	5.4	3.04e+03
O VI	172.9357	5.5	1.95e+03
O VI	173.0798	5.5	3.51e+03
Fe XXIII	173.3181	7.1	5.27e+03

Таблица 2. Основные спектральные линии, попадающие в канал регистрации Т2 аппаратуры «АРКА».

Ион	Длина волны, Å	Температура максимума $\log_{10}(T)$, K	Интенсивность, эрг·см ⁻² ·ср ⁻¹ ·сек ⁻¹
Si IX	296.1130	6.1	1.65e+03
S XII	299.5407	6.4	1.09e+03
Ca XVIII	302.1902	7.0	7.01e+04
Si XI	303.3250	6.2	1.54e+04
O III	303.4610	5.1	1.09e+03
O III	303.6950	5.1	1.42e+03
He II	303.7810	4.9	6.01e+05
He II	303.7860	4.9	3.00e+05
O III	303.8000	5.1	4.64e+03
Fe XVII	304.8228	6.9	1.17e+03
Fe XV	304.8940	6.4	1.63e+03
O III	305.5960	5.1	2.82e+03
O III	305.6560	5.1	6.31e+03
O III	305.7020	5.1	1.87e+03
O III	305.7670	5.1	1.12e+04
O III	305.8360	5.1	1.62e+03
O IV	306.6210	5.3	5.99e+03
O IV	306.8840	5.3	3.27e+03
Ti XX	309.0728	7.0	2.37e+03
Fe XX	309.2946	7.0	1.06e+04

Все три инструмента построены по схеме Ричи-Кретьена, то есть представляют собой двухзеркальные телескопы с гиперболическими зеркалами. Главное зеркало является вогнутым (собирающим); вторичное зеркало – выпуклое (рассеивающее). Схематическое изображение телескопа Т1 показано на рис. 1. Телескоп Т2 построен по такой же схеме.

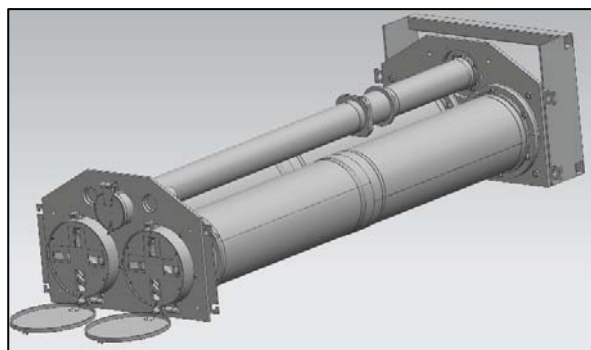
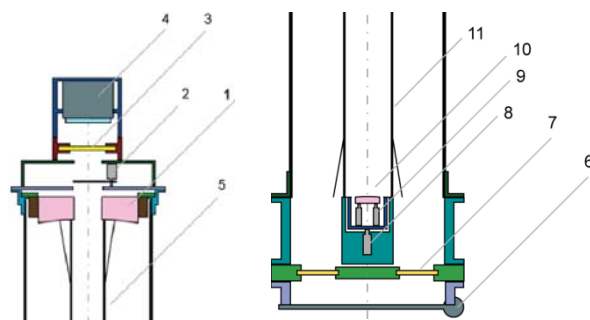


Рис. 1. Принципиальная схема телескопов (верхняя панель слева – узел детектора и главного зеркала; справа – узел крышки и вторичного зеркала) и эскизный облик научной аппаратуры (нижняя панель).

Конструктивно, инструмент состоит из трех основных элементов: трубы, верхней панели и нижней панели. Труба телескопа имеет длину 180 см и диаметр 30 см.

Задний узел телескопа (верхняя левая панель на рис. 1) включает в себя главное зеркало с разгрузочным механическим креплением (1), механический затвор, задающий время экспонирования (2), фильтр детектора (3), детектор (4) и оптический отсекающий (5). В качестве детектора предполагается использовать ПЗС матрицу с обратной освещенностью размером 6144×6144 пикселей с размером пикселя 10 микрон.

Передний узел телескопа (верхняя правая панель на рис. 1) включает в себя следующие элементы передней крышки (6), входной фильтр с антидифракционной поддерживающей сеткой (7), узел фокусировки (8); узел стабилизации изображения (9) и вторичное зеркало (10). Система фокусировки включает в себя один двигатель с шагом около 1 мкм, ось которого совпадает с осью вторичного зеркала. Система стабилизации включает в себя три двигателя, работающих на основе пьезоэффекта и обеспечивающих малые подвижки зеркала с шагом несколько нанометров. При подаче одинаковых

смещений на все три двигателя, зеркало смещается вдоль оптической оси без наклона, что эквивалентно тонкой фокусировке оптической системы. Если смещения неодинаковы, то вторичное зеркало будет наклоняться. При этом происходит смещение изображения в плоскости детектора. Таким способом можно будет компенсировать дрожание оси космического аппарата с частотой до 100 Гц.

Отсекатели оптической системы, (5) и (11), предназначены для устранения оптических лучей, которые могут попадать на детектор сквозь центральное отверстие в главном зеркале без отражения от главного и вторичного зеркал. Также отсекатели блокируют некоторую долю заряженных частиц, тем самым снижая радиационную нагрузку на детектор.

Оптические характеристики телескопов Т1 и Т2 приведены в табл. 3.

Таблица 3. Оптические характеристики телескопов Т1 и Т2.

Характеристика	Значение
Угловое разрешение в пересчете на 1 пиксель	0.1"
Расстояние между вершинами главного и вторичного зеркал	1797.33 мм
Расстояние между вершиной первичного зеркала и плоскостью детектора	203.30 мм
Размер пикселя ПЗС (пиксель является квадратным)	10 мкм
Полное поле зрения	10'
Эффективное фокусное расстояние телескопа	20626.48 мм
Радиус кривизны главного зеркала	3981.00 мм
Коническая константа главного зеркала	- 1.0020
Радиус кривизны вторичного зеркала	427.60 мм
Коническая константа вторичного зеркала	- 1.4756
Диаметр главного зеркала	250.00 мм
Диаметр вторичного зеркала	35.00 мм

Заключение

Космический эксперимент «АРКА» позволит впервые получить изображения короны Солнца с пространственным разрешением менее 100 км, что требует решения ряда технических проблем, к числу которых относятся: (1) необходимость создания многослойного зеркала диаметром 250 мм с точностью поверхности, обеспечивающей заданное качество изображений; (2) необходимость поддержания расстояния между зеркалами в ходе всего эксперимента с точностью до 2 мкм; (3) необходимость существенного снижения дифракции излучения на поддерживающей сетке фильтров; (4) необходи-

мость устранения влияния дрожания оси спутника на качество кадра; (5) необходимость учета и компенсации влияния гравитации на форму поверхности зеркала, в том числе за счет разработки и использования разгрузочного механизма крепления зеркала; (6) необходимость постоянного поддержания температуры ПЗС детекторов в области ниже 50 °С; (7) необходимость существенного снижения влияния теплового расширения на конструкцию телескопа.

Решение этих проблем отнесено на стадию эскизного проектирования (2017 г.) и стадию разработок конструкторской документации (2018-2019 гг.) и решается силами ФИАН, а также за счет привлечения организаций партнеров, в том числе ИФМ РАН.

Срок запуска обсерватории – 2024 год.

Литература

1. M.J. Aschwanden // Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions, Praxis Publishing Ltd., Chichester, UK; Springer, New York, Berlin (2005)
2. L. Golub L., J.M. Pasachoff // The Solar Corona, Cambridge University Press (2009)
3. J.-P. Delaboudinière, G.E. Artzner et al. // Solar Physics, Volume 162, Issue 1-2, pp. 291-312 (1995)
4. B.N. Handy, M.E. Bruner, T.D. Tarbell et al. // Solar Physics, v. 183, Issue 1, p. 29-43 (1998)
5. L. Golub, E. Deluca, G.B. Austin // Solar Physics, Volume 243, Issue 1, pp.63-86 (2007)
6. S.V. Kuzin, S.A. Bogachev, I.A. Zhitnik et al. // Advances in Space Research, Volume 43, Issue 6, p. 1001-1006 (2009)
7. A.S. Ulyanov, S.A. Bogachev, S.V. Kuzin // Astronomy Reports, Volume 54, Issue 10, pp.948-957 (2010).
8. J.R. Lemen, A.M. Title, D.J. Akin et al. // Solar Physics, Volume 275, Issue 1-2, pp. 17-40 (2012)
9. B.N. Handy, L.W. Acton, C.C. Kankelborg et al. // Solar Physics, v. 187, Issue 2, p. 229-260 (1999)
10. С.В. Кузин, С.А. Богачев, А.А. Перцов и др. // Известия РАН. Серия физическая, том 75, № 1, С. 91-94 (2011)

Влияние временной когерентности на формирование задержанных импульсов при дифракции в многослойных кристаллических структурах

В.А. Бушуев, И.А. Петров

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, Москва, 119991.

vabushuev@yandex.ru

С использованием методов статистической оптики рассмотрено формирование задержанных рентгеновских импульсов при дифракционном отражении падающего импульса с произвольной степенью временной когерентности от многослойных кристаллов с различными атомными периодами в слоях. Результаты представляют интерес для построения линий задержки в экспериментах с временным разрешением типа pump-and-probe и реализации режима self-seeding для повышения степени временной когерентности излучения рентгеновского лазера на свободных электронах.

Введение

Ранее в наших работах [1-3] была построена теория динамической дифракции рентгеновских когерентных [1] и случайных [2, 3] импульсов в кристаллах и периодических многослойных структурах. В недавнем докладе [4] нами было показано, что вследствие большой спектральной ширины падающего фемтосекундного когерентного импульса его дифракционное отражение от многослойной кристаллической структуре приводит к образованию серии задержанных отраженных импульсов.

В настоящей работе рассмотрен более общий случай, а именно – дифракционное отражение импульсов с произвольной степенью временной когерентности от плоскостойкой кристаллической структуры. Необходимость такого анализа связана с тем, что импульсы рентгеновского лазера на свободных электронах (РЛСЭ) обладают весьма посредственной временной когерентностью, которая характеризуется соотношением $\Delta\Omega_0\tau_0 \sim 10^2 - 10^3$, где $\Delta\Omega_0$ – ширина спектра, τ_0 – длительность импульса. Показано, как длительность падающего импульса, время его когерентности, толщины и атомные периоды кристаллических слоев влияют на интервалы между задержанными импульсами, на их временную структуру и относительные интенсивности.

Результаты данного исследования могут представлять интерес при построении линий задержки для проведения экспериментов с временным разрешением типа pump-and-probe и реализации режима self-seeding. Ранее для этих целей предлагались механические линии задержки, состоящие из доста-

точно большого числа отдельно расположенных кристаллов (рис. 1) [5-7], что накладывает жесткие условия на длину волны излучения, на стабильность положения кристаллов и необходимость их субмикронного перемещения.

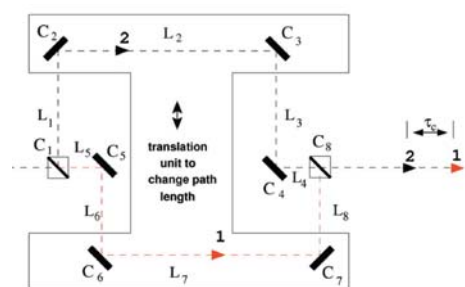


Рис. 1. Схематическое изображение линии задержки с механическим изменением длин путей [6].

В связи с этим в данной работе проведен анализ возможных путей получения задержанных импульсов на основе кристаллов с некоторым профилем изменения периода решетки $d(z)$ без использования их механического перемещения (рис. 2).

Результаты и обсуждение

Интенсивность импульса, отраженного от кристалла, определяется выражением [2, 3]

$$I_R(t) = \iint g(\Omega, \Omega') R(\Omega) R^*(\Omega') \Phi(\Omega, \Omega'; t) d\Omega d\Omega', \quad (1)$$

где $g(\Omega, \Omega') = \langle A(\Omega) A^*(\Omega') \rangle$ – спектральная корреляционная функция падающего случайного импульса (волнового пакета) с амплитудой $A(t)$, $A(\Omega)$ – его спектральные амплитуды, $R(\Omega)$ – амплитудный коэффициент отражения, $\Omega = \omega - \omega_0$, ω_0 – центральная частота, $\Phi(\Omega, \Omega'; t) = \exp[i(\Omega' - \Omega)t]$.

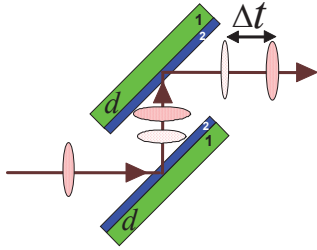


Рис. 2. Линия задержки на основе двух бикристаллов (1 – подложка, 2 – пленка с межплоскостными расстояниями $d_2 = d + \Delta d$ и толщинами l).

Для импульсов с длительностью $\tau_0 \gg \tau_c$, где τ_c – время когерентности, амплитуда $A(t) = F(t)a(t)$. Здесь $F(t)$ – медленно меняющаяся огибающая импульса, $a(t)$ – случайный стационарный процесс с $\langle a(t) \rangle = 0$ и функцией временной когерентности $\gamma(\tau) = \langle a(t)a^*(t + \tau) \rangle$. По теореме Винера-Хинчина для такого процесса $\langle a(\Omega)a^*(\Omega') \rangle = G(\Omega)\delta(\Omega - \Omega')$, где $G(\Omega)$ – его спектральная плотность. В случае гауссова импульса и гауссовой статистики $g(\Omega, \Omega')$ в (1) имеет простой аналитический вид [3].

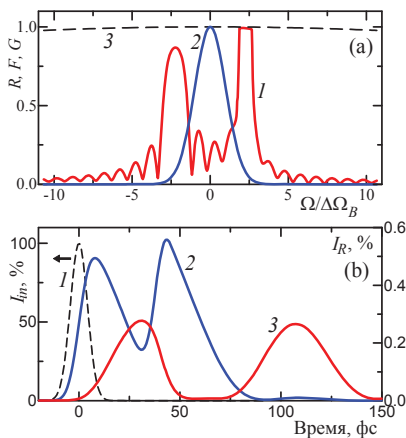


Рис. 3. (а) Спектральные зависимости коэффициента отражения R (1), огибающей импульса F (2) и случайного процесса G (3); (б) Интенсивности падающего (1) и задержанных импульсов после 1-го (2) и 2-го (3) отражений. Отражение (400) от алмаза, $\lambda = 0.1$ нм, $\tau_0 = 10$ фс, $\tau_c = 0.3$ фс, $\Delta d/d = 4 \times 10^{-5}$, $l = 10$ нм.

В спектральном представлении отражение от бикристалла представляет собой два пика (рис. 3а) – отражение от подложки 1 и пленки 2 (см. рис. 2), который смещен на величину $\Omega_l = -(\Delta d/d)\omega_0$. Широкий спектр 3 падающего случайного импульса перекрывает эти пики (рис. 3а). При переходе во временное представление это приводит к образованию двух задержанных отраженных импульсов с некоторым интервалом времени Δt между ними (рис. 3б и рис. 4). Второй бикристалл служит для перенаправления импульсов в исходное направление распространения (рис. 2). Это обстоятельство учитывается путем простой замены $R \rightarrow R^2$ в (1).

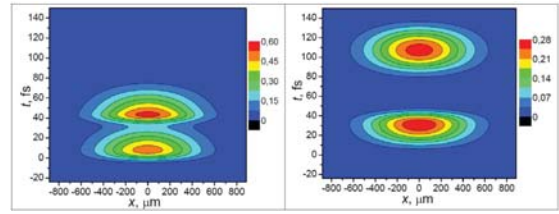


Рис. 4. Задержанные импульсы после 1-го (слева) и 2-го (справа) отражений.

Время задержки между импульсами увеличивается с увеличением толщины пленки. Соотношение между максимумами импульсов, а также их форму можно регулировать путем изменения величины деформации $\Delta d/d$. Для плавного изменения времени задержки можно использовать пленку с линейно изменяющейся толщиной. К сожалению, следует признать ограниченность дифракции в кристаллах для создания отраженных импульсов с длительностями порядка единиц фемтосекунд. Как показано в [1], при дифракции даже полностью когерентных импульсов с $\tau_0 \leq 1$ фс от кристаллов с толщиной более 2–3-х длин экстинкции отраженные импульсы несимметрично уширяются во времени на 1–2 порядка, а пиковая интенсивность составляет единицы процентов от падающей. Это объясняется тем, что спектральная ширина таких импульсов намного превышает ширину брэгговского отражения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 15-02-01502, 16-02-00887).

Литература

1. V.A. Bushuev // J. Synchrotron Rad., V. 15, 495 (2008).
2. V.A. Bushuev, L. Samoylova // Nucl. Instr. Meth. A, V. 635, S19 (2011).
3. В.А. Бушуев, Л. Самойлова // Кристаллография, Т. 56, 876 (2011).
4. В.А. Бушуев, И.А. Петров // Доклады конф. «Рентгеновская оптика-2016» (Черноголовка, 2016 г.), С. 16.
5. S. Joksch, W. Graeff, J. Hastings, D. P. Siddins // Rev. Sci. Instrum., V 63, 1114 (1992).
6. W. Roseker, H. Franz, H. Schulte-Schrepping et al. // J. Synchrotron Rad., V. 18, 481 (2011).
7. Y.P. Stetsko, Y.V. Shvyd'ko, G.B. Stephenson // Appl. Phys. Lett., V. 103, 173508 (2013).

Влияние ионно-пучкового травления на шероховатость и оптические свойства KDP кристалла

Ю.А. Вайнер¹, М.В. Зорина¹, В.В. Ложкарев², О.А. Мальшакова², М.С. Михайленко¹, А.Е. Пестов^{1,*}, Н.И. Чхало¹, Н.Н. Салащенко¹

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

2 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950

* aepestov@ipm.sci-nnov.ru

В работе показана возможность сглаживания поверхности KDP кристалла нейтрализованными ионами Ag. Так для z-среза кристалла, прошедшего обработку на ультрапрецизионном станке алмазного точения, эффективная шероховатость поверхности путем обработки поверхности ионами Ag с энергией 400 эВ при нормальном падении на поверхность сглаживается с исходной $\sigma_{\text{eff}}=4.4$ нм до $\sigma_{\text{eff}}=1.2$ нм.

Введение

Кристалл KDP относится к мягким и чрезвычайно хрупким материалам (проигрывает стеклам в хрупкости и образовании трещин) с большим температурным коэффициентом расширения и низкой теплопроводностью. Он гигроскопичен и обладает выраженной анизотропией тензора механической упругости. Для оптической обработки элементов KDP применяется метод сухого алмазного микрофрезерования поверхности заготовки алмазным резцом, закрепленным на вращающемся шпинделе ультрапрецизионного станка.

Для повышения лучевой стойкости необходимо обеспечить минимально достижимую шероховатость поверхности. Для этих целей планируется применять финишную полировку с применением магнито-реологической жидкости. Такая методика позволяет получать сверхгладкую поверхность с эффективной шероховатостью в области средних и высоких пространственных частот на уровне 0,809 нм [1].

В силу особенностей кристалла KDP (KDP – мягкий) при такой методике полировки происходит шаржирование металлическими частицами магнито-реологической жидкости приповерхностного слоя на глубину нескольких десятков – сотен нанометров [2]. Наличие металлических дефектов в приповерхностном слое ограничивает лучевую стойкость кристалла.

Для борьбы с загрязнением предлагается использовать ионно-пучковое травление, с помощью которого будет проводится удаление материала на глубину превышающую глубину шаржирования. Такая процедура должна позволить сохранить, а возмож-

но и улучшить шероховатость поверхности, полученную после магнито-реологической полировки, и, соответственно, повысить лучевую стойкость кристалла.

Изучение поверхности кристалла

На первом этапе исследований было проведена аттестация поверхности z-среза кристалла KDP, обработанного с помощью ультрапрецизионного оптического станка.

Для определения кристаллографических плоскостей была измерена дифракция рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda=0,154$ нм. В результате был обнаружен дифракционный пик 4-го порядка из которого определен вектор решетки $c=6,973\text{\AA}$ (что соответствует z-срезу кристалла), а также обнаружено отклонение плоскости поверхности от кристаллической плоскости на уровне $60''$ (рис. 1).

Шероховатость поверхности изучалась с привлечением методов зеркального отражения и диффузного рассеяния рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda=0,154$ нм (рис. 2 и 3).

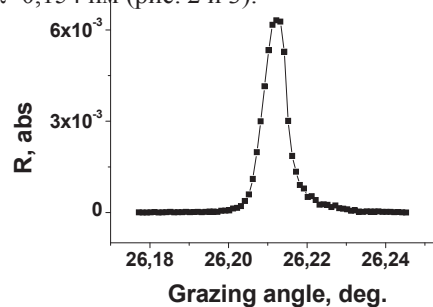


Рис. 1. 4-й порядок дифракции + $60''$.

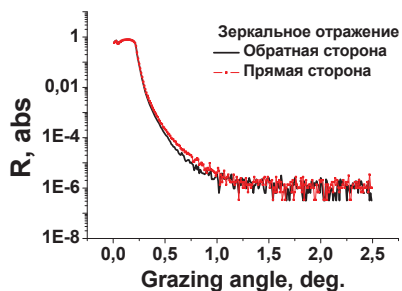


Рис. 2. Зеркальное отражение для прямой и обратной стороны кристалла.

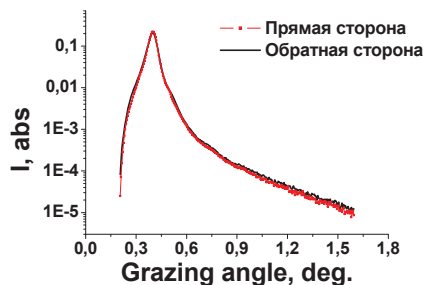


Рис. 3. Диффузное рассеяние для прямой и обратной стороны кристалла.

Зеркальное отражение и диффузное рассеяние показывают близкие результаты по шероховатости для обеих сторон кристалла ($\sigma_{\text{eff}} \sim 4,5 \text{ nm}$).

Далее было проведено изучение шероховатости поверхности с применением атомно-силового микроскопа Ntegra Prima (NT-MDT) (рис.4) и микроинтерферометра белого света TalySurf CCI2000 (Taylor & Hobson).

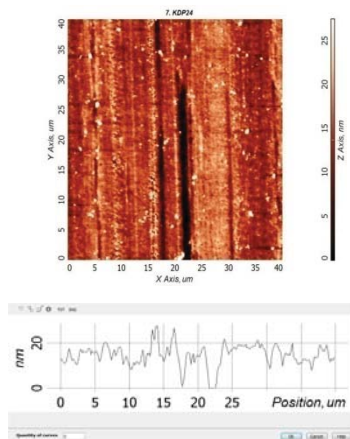


Рис. 4. Типичные АСМ кадр поверхности KDP и его сечение с микроскопа Ntegra Prima (NT-MDT).

По результатам измерений (диффузное рассеяние, АСМ и интерферометр белого света) построены кривые распределения шероховатости по пространственным частотам (PSD-функции шероховатости) (рис. 5). Как можно видеть наблюдается хорошее “сшивание” кривых, полученных разными методами, что говорит об адекватности методики опреде-

ления шероховатости, и далее позволит получать сведения о шероховатости поверхности используя только атомно-силовую микроскопию.

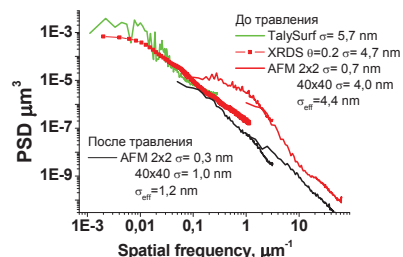


Рис. 5. PSD-функции поверхности кристалла до и после ионной полировки.

Было проведено изучение влияния ионно-пучкового травления на шероховатость поверхности кристалла в зависимости от ряда параметров. Наилучший результат по ионной полировке наблюдался при нормальном падении нейтрализованных ионов Ag с энергией 400 эВ, глубина травления составила около 0,5 мкм. Как можно видеть (рис. 5) наблюдается сглаживание шероховатости поверхности в области средних пространственных частот $q < 3 \text{ мкм}^{-1}$. Это демонстрирует и рис. 6, на котором представлены кривые фильтрации строк АСМ кадра поперек “бороздок”. Как видно общая амплитуда и мелкие борозды, наблюдаемые на исходной поверхности (рис. 4) с периодом порядка 2 мкм, заметно сгладились.

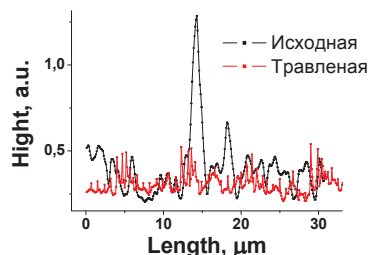


Рис. 6. Фильтрация АСМ кадра по строкам поперек “бороздок”.

Таким образом, предварительные исследования показывают перспективность применения ионной полировки для кристалла KDP. Глубина травления около 0,5 мкм должна обеспечить полное удаление частиц магнито-реологической жидкости, что, в свою очередь, должно повысить лучевую стойкость кристалла.

Работа поддержана грантом РФФИ 15-02-07660, 17-02-00649 и ЦКП “Физика и технологии микро- и наноструктур” при ИФМ РАН.

Литература

1. J.A. Menapace et al. // Proc. of SPIE V.7504, 750414 (2009).
2. Furen Lietai // Appl.Opt., V. 55, № 18, p.4888-4894 (2016).

Численное моделирование кружка рассеяния в спектрогелиографах КОРТЕС

Е.А. Вишняков¹, С.Ю. Дятков¹, Н.Ф. Ерхова^{1,*}, А.С. Кириченко^{1,§}, И.П. Лобода¹,
А.А. Рева¹, А.С. Ульянов¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991.

*ms.erhova@mail.ru, §kirichenko@lebedev.ru

Рассмотрены вопросы оптимизации оптической схемы спектрогелиографа, включающие в себя выбор оптимальной формы поверхности многослойного зеркала, оптимального угла наклона зеркала и расстояния до детектора, допустимые ошибки формы поверхности зеркала и допустимые угловые флуктуации входного поля зрения прибора.

Введение

КОРТЕС — это комплекс научного оборудования для изучения активности Солнца [1]. В состав комплекса входят рентгеновские спектрогелиографы и телескопы. Приборы такого типа были использованы в космических экспериментах СПИРИТ [2] и ТЕСИС [3]. Спектрогелиографы предназначены для регистрации спектрогелиограмм (совмещенные изображение и спектр) короны Солнца с высоким пространственным и спектральным разрешениями в спектральных диапазонах вблизи 200 Å и 300 Å с $\Delta\lambda \sim 50$ Å. Прибор построен по бесщелевой схеме с фокусирующим многослойным зеркалом и плоской дифракционной решеткой скользящего падения. Такая схема позволяет получать спектральное разрешение по одной из осей и пространственное по второй оси. При этом изображается полный солнечный диск с более чем 10-кратным сжатием в направлении дифракции.

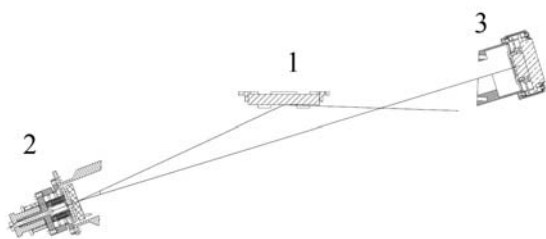


Рис. 1. Оптическая схема спектрогелиографа: 1 — плоская дифракционная решетка; 2 — фокусирующее многослойное зеркало; 3 — узел ПЗС-детектора.

Принцип работы спектрогелиографа заключается в следующем: излучение Солнца через входной фильтр попадает на дифракционную решетку. Дифракционная решетка раскладывает солнечное излучение в спектр, сжимая в меридиональном сечении изображения диска Солнца. Лучи различных длин волн дифрагируют на решетке под соответ-

ствующими углами. В эксперименте планируется использовать два спектрогелиографа с рабочими диапазонами 170 – 210 Å и 280 – 330 Å. В каждом спектральном диапазоне будут присутствовать крайние длины волн, дающие наибольший и наименьший углы дифракции, а также «центральная» длина волны, дающая «срединный» угол дифракции. Многослойное зеркало обеспечивает пространственное разрешение в спектральных изображениях Солнца, формируемых на ПЗС-детекторе. Структура многослойного зеркала определяет спектральный диапазон каждого спектрогелиографа.

Параметры асферизации

Зеркало установлено под наклоном, так, чтобы отраженный от него поток попадал на детектор, не виньетируясь узлом дифракционной решетки. В данном случае нормаль к поверхности зеркала составляет с центральным падающим лучом угол 3°.

Были рассмотрены варианты выбора формы зеркала для получения наилучшего качества изображения. При использовании сферической и осевой параболической формы наклонного зеркала кружки рассеяния велики и распределение энергии в них крайне неравномерно. Наименьшие их размеры наблюдаются на самых коротких длинах волн, так как в этом случае падение происходит ближе всего к нормали к зеркалу. Оптимальным вариантом является внеосевое параболическое зеркало — при этом кружки рассеяния минимальны в середине диапазона и несколько увеличиваются на его краях.

Численный эксперимент показал, что допустимое изменение радиуса кривизны зеркала составляет ± 200 мм от номинального значения 1406 мм, а допустимая зональная ошибка равна 0,22 мкм.

Оптимизация угла наклона зеркала и расстояния до детектора

Фокусное расстояние внеосевого зеркала составляет 703 мм. В изначальном варианте схемы расстояние от зеркала до детектора также было равно 703 мм. Результаты моделирования кружков рассеяния при различных углах наклона зеркала и расстояниях до детектора приведены в табл. 1.

Таблица 1. Зависимость размеров кружков рассеяния от изменений угла наклона зеркала и расстояния до детектора.

Угол наклона, ° (относительно центрального угла 3°)	Изменение расстояния до детектора, мм	Размер кружка рассеяния, мкм					
		170 Å		190 Å		210 Å	
		В напр. X	В напр. Y	В напр. X	В напр. Y	В напр. X	В напр. Y
0,332	0,43	65	37	17	15	32	43
0,166	0,252	65	35	13	10	40	50
0,083	0,153	59	36	7	3	46	55
0	0,049	63	35	6	6	56	60
-0,083	-0,061	53	35	2	7	60	63
-0,166	-0,178	53	33	4	12	70	70
-0,332	-0,429	46	25	15	20	78	72

Уменьшению расстояния от зеркала до детектора соответствует знак «-» в соответствующем столбце Таблицы 1. При дальнейших наклонах зеркала кружки рассеяния для двух крайних длин волн вырождаются в отрезки, расположенные перпендикулярно, что говорит об усиливающемся астигматизме, проявляющемся при уходе от оптимального расположения зеркала.

Изменения углового поля прибора

При повороте входного поля зрения прибора изменится положение изображения на детекторе и его качество. При повороте входного поля на $\pm 10'$ изменяется угол падения на дифракционную решетку. Вследствие этого изменяется и угол дифракции.

Изменение угла падения вызывает изменение угла дифракции, и, как следствие, сдвиг изображения на детекторе. Спектральные изображения сдвигаются в плоскости детектора на расстояние $\sim 0,1$ мм.

Было проведено численное моделирование зависимости смещения изображения на детекторе от угла поворота входного поля в пределах $\pm 25'$ для диапазона 170–210 Å (см. Рисунок 1). При этом значительного ухудшения изображений не происходит.

Из графиков на рис. 1 видно, что при увеличении угла между падающими на зеркало лучами и нормалью к поверхности зеркала смещения изображений оказываются приблизительно одинаковыми для всех длин волн. В случае же приближения дифрагированных лучей к нормали зеркала, видно расхождение в смещениях для различных λ .

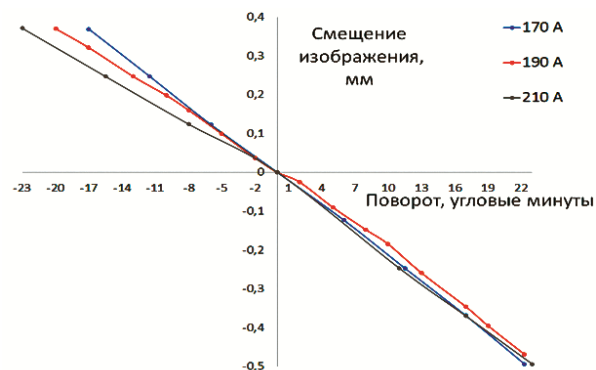


Рис. 1. Зависимость смещения изображения от угла поворота углового поля. Отрицательные значения поворота соответствуют приближению лучей к нормали зеркала.

Литература

1. S. V. Shestov, A. S. Ulyanov, E. A. Vishnyakov *et al.* // Proc. SPIE, Vol. 9144, 91443G (2014).
2. I.A. Zhitnik, S.V. Kuzin, I.I. Sobel'man *et al.* // Solar System Research, V. 39, 442 (2005).
3. S.V. Kuzin, I.A. Zhitnik, S.V. Shestov *et al.* // Solar System Research, V. 45, 162 (2011).

Проект КОРТЕС: наблюдения активности Солнца с МКС

Е.А. Вишняков^{1,*}, С.Ю. Дятков¹, Н.Ф. Ерхова¹, А.С. Кириченко^{1,§}, И.П. Лобода¹,
А.А. Рева¹, А.С. Ульянов¹, С.В. Кузин¹

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

*juk301@mail.ru, §kirichenko@lebedev.ru

Приборы космического эксперимента КОРТЕС предназначены для изучения и спектральной диагностики Солнца и солнечной активности в рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом спектральных диапазонах. В качестве платформы-носителя комплекса аппаратуры выбрана Международная космическая станция (МКС). В состав комплекса входят телескопы ЭУФ и рентгеновского диапазонов, спектрогелиографы и рентгеновский спектрометр-поляриметр.

Введение

КОРТЕС — это первый блок научной аппаратуры для МКС, ориентированный на изучение и мониторинг солнечной активности [1]. МКС была выбрана из соображений относительной простоты доставки блока на орбиту и возможности, при необходимости, последующего вмешательства космонавтов. В рамках проекта планируется провести ряд экспериментов, нацеленных на следующие задачи:

- мониторинг солнечной активности путем наблюдений атмосферы Солнца через телескопы ЭУФ и мягкого рентгеновского диапазонов;
- создание каталога спектральных линий ЭУФ диапазона для солнечных вспышек, микровспышек и, возможно, корональных выбросов массы (КВМ);
- регистрация тормозного излучения электронов в солнечной атмосфере и анализ его поляризации;
- регистрация спектров активных и вспышечных областей в рентгеновском диапазоне с высоким временным разрешением;
- исследование механизмов формирования и траекторий распространения геоэффективных солнечных событий (эруптивных протуберанцев и КВМ).

ЭУФ и МР аппаратура КОРТЕС

В состав аппаратуры эксперимента КОРТЕС входят три ЭУФ телескопа, два ЭУФ спектрогелиографа, мягкий рентгеновский телескоп-спектрогелиометр для регистрации дублетной линии $\lambda = 8.42 \text{ \AA}$ иона Mg XII и комплексный рентгеновский спектрометр-поляриметр SolreX. Все приборы планируется разместить в объеме $870 \times 500 \times 450 \text{ мм}$ (см. рис. 1).

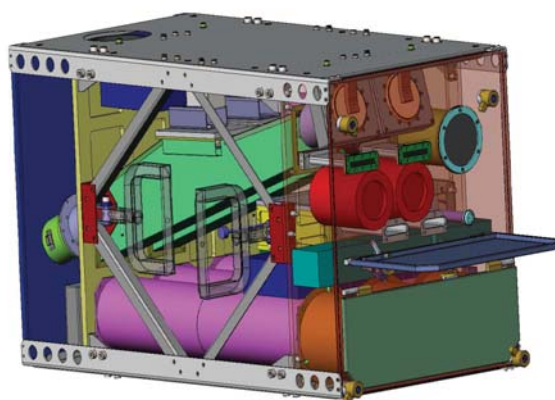


Рис. 1. Предварительная схема внешнего вида блока аппаратуры КОРТЕС (3D модель). Три круглых отверстия – входящие окна солнечных датчиков и рентгеновского спектрометра SolreX. Прямоугольные щели являются входящими окнами спектрогелиографов и спектрометра RDS.

Три двухзеркальных ЭУФ телескопа рассчитаны на длины волн 195, 304 и 584 \AA . Рабочие длины волн каждого телескопа определяются многослойной структурой зеркал. Все телескопы построены по схеме Ричи-Кретьена с неподвижным первичным зеркалом (диаметр апертуры 100 мм) и подвижным вторичным зеркалом (диаметр апертуры 38.6 мм). Угловое разрешение телескопов составляет 1.7 угл. сек. на пиксель ПЗС-детектора, поле зрения 1° .

Два ЭУФ спектрогелиографа рассчитаны на спектральные диапазоны 170 – 210 и 280 – 335 \AA . Каждый из приведённых диапазонов определяется многослойной структурой широкополосных аперодических зеркал Mo/Si. Спектрогелиографы состоят из плоской дифракционной решётки 1200 штр./мм, многослойного зеркала и детектора. Фокусное расстояние зеркал составляет 703 мм.

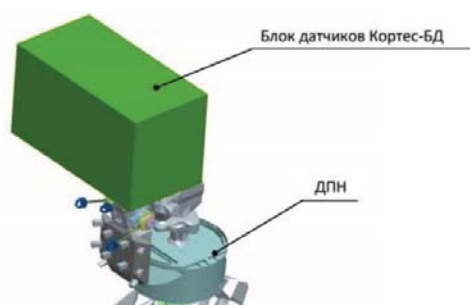


Рис. 2. Схематический принцип размещения аппаратуры КОРТЕС на двухосной системе наведения ДПН-М.

Размеры подложек для дифракционных решёток выбраны $80 \times 110 \times 16$ мм, чтобы, с одной стороны, максимизировать светосилу прибора, а с другой стороны, не допустить виньетирования апертурой диф. решётки светового пучка, фокусируемого на ПЗС-детектор. Решётка располагается примерно на одинаковом расстоянии от зеркала и детектора, но геометрии спектрогелиографов немного отличаются из-за различия углов дифракции для разных λ . Решётки 1200 штр./мм работают в порядке дифракции $m = 3$, при этом достигается сжатие получаемых изображений в спектральном направлении.

По мере развития проекта было решено добавить в аппаратуру КОРТЕС мягкий рентгеновский телескоп-спектрогелиометр с умеренным спектральным разрешением, работающий вблизи дублета Mg XII $\lambda_1 = 8.418 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 8.423 \text{ \AA}$ [2]. Основной элемент прибора – это кристаллическое Брэгговское вогнутое зеркало, работающее одновременно как фокусирующий и диспергирующий элемент. Угловое разрешение прибора составляет 2 угл. сек. на пиксель ПЗС-матрицы при полном поле зрения 1° .

Временное разрешение составляет до 4 секунд для телескопов и от 4 секунд для спектрогелиографов, включая прибор Mg XII. Все вышеописанные приборы имеют в своём составе тонкоплёночные ЭУФ и рентгеновские фильтры, а также ПЗС-матрицы с размером ячейки 13×13 мкм в качестве детекторов.

Рентгеновский спектрометр SolpeX

Рентгеновская составляющая научной аппаратуры КОРТЕС представлена комплексным спектрометром-поляриметром SolpeX [3], состоящим из трёх приборов: Брэгговский поляриметр В-POL, вращающийся кристаллический спектрометр RDS и рентгеновская камера-обскура с умеренным энергетическим разрешением РНІ.

Камера-обскура с умеренным энергетическим разрешением РНІ будет, главным образом, использоваться для наведения поляриметра В-POL с полем зрения всего 2 угл. мин. по одной из осей. Камера-обскура РНІ будет иметь отдельное отверстие 1 мм^2 на блоке аппаратуры КОРТЕС в качестве входного окна, за которым на расстоянии 60 см будет располагаться ПЗС-детектор с размером ячейки 26 мкм. Рабочий спектральный диапазон 0.5 – 15 кэВ, поле зрения симметричное 2° . Спектральное разрешение камеры 0.5 кэВ, временное 0.1 с, пространственное около 20 угл. сек.

Рентгеновский спектрометр-поляриметр В-POL состоит из цилиндрического кристаллического Si зеркала и широкоапертурной ПЗС-матрицы, расположенной под углом $\approx 45^\circ$ к кристаллу кремния. Для увеличения соотношения «сигнал/шум», прибор содержит 2D-коллиматор, который уменьшает входное поле зрения до $2^\circ \times 2'$. В-POL будет непрерывно вращаться вокруг оси, заданной с РНІ, которая наводится на наиболее яркий объект на диске Солнца. Период вращения прибора 1 с. Спектральный диапазон 3.9 – 4.5 \AA выбран так, чтобы регистрировать линии Ag XVII, S XV и Cl XVI, присутствующие во вспышках класса В5.0 и выше. Чувствительность прибора к определению степени поляризованности излучения 1-2%.

Кристаллический рентгеновский спектрометр RDS представляет собой вращающийся барабан с 8 кристаллами, которые соответствуют различным спектральным диапазонам и вместе перекрывают область от 0.3 \AA до 22.8 \AA . Четыре SDD детектора с временным разрешением 1 мкс определяют длину волны дифрагированного излучения по положению на детекторе и моменту времени регистрации фотона. За время 0.1 с RDS проходит полный оборот.

Из-за высоких требований к позиционированию блока КОРТЕС, на МКС планируется использовать двухосную систему наведения ДПН-М (рис. 2).

Литература

1. S.V. Shestov, A.S. Ulyanov, E.A. Vishnyakov et al. // Proc. SPIE, Vol. 9144, 91443G (2014).
2. A. Reva, S. Shestov, S. Bogachev, S. Kuzin. // Solar Phys., Vol. 276, Iss. 1, p. 97 (2012).
3. J. Sylwester, S. Plocieniak, J. Bała et al. // Proc. IAU Symp. No. 305 (2015).

Критерии выбора дифракционных решёток для спектрогелиографов КОРТЕС

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 проспект, 53, Москва, 119991.

*juk301@mail.ru, §kirichenko@lebedev.ru

Обсуждается метод выбора лётных образцов дифракционных решёток для спектрогелиографов аппаратуры КОРТЕС. Приводится сравнение дифракционных эффективностей решёток с количеством штрихов 1200, 1800 и 3600 линий/мм с различными формами профилей штриха и с разными значениями углов блеска. Обсуждаются отличия результатов моделирования от результатов, предсказываемых скалярной теорией дифракции.

Введение

Космический эксперимент КОРТЕС [1] включает в себя ряд приборов для изучения Солнца и солнечной активности в рентгеновском, мягком рентгеновском (МР) и экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазонах спектра. В рентгеновских и МР спектральных приборах диспергирующими элементами являются полированные кристаллы, а в ЭУФ спектрогелиографах — дифракционные решётки.

В настоящее время в блоке научной аппаратуры КОРТЕС планируется установка двух ЭУФ спектрогелиографов (с рабочими спектральными диапазонами 170 – 210 Å и 280 – 335 Å) и одного МР телескопа-спектрогелиографа, рассчитанного на работу в дублетной линии Mg XII 8.42 Å [2]. В последнем приборе диспергирующим элементом также является кристаллическое зеркало.

Схемы спектрогелиографов

Основным назначением ЭУФ спектрогелиографов является регистрация спектров излучения солнечных вспышек, микровспышек и, возможно, корональных выбросов массы. Для выполнения этих целей ЭУФ спектрогелиографы состоят из плоской отражательной дифракционной решётки (ДР), фокусирующего аперийодического многослойного зеркала (МЗ), тонкоплёночного многослойного фильтра на входе системы и ПЗС-детектора CCD back-side-illuminated фирмы E2V (рис. 1). Многослойная структура широкополосных МЗ определяет рабочий спектральный диапазон приборов, а представленная схема позволяет строить на детекторе спектральные изображения полного диска Солнца с пространственным разрешением по одной оси и со спектральным разрешением по другой.

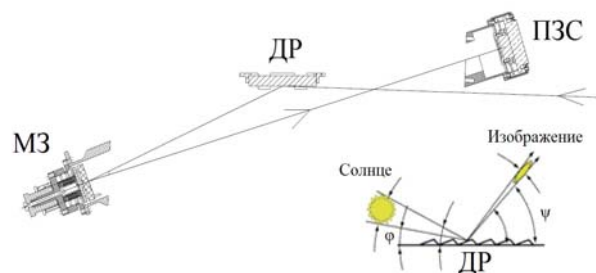


Рис. 1. Оптическая схема и принцип работы ЭУФ спектрогелиографов. Степень сжатия изображений ~ 10.

Габариты подложек диф. решёток были выбраны 80×110×16 мм, чтобы обеспечить максимальную светосилу приборов и одновременно не допустить виньетирования апертурой решётки световых пучков, фокусируемых зеркалом на ПЗС-детектор.

В каждой схеме спектрогелиографа предполагается скользящий угол падения ЭУФ излучения на ДР $\varphi = 2^\circ$, расстояние от решётки до МЗ около 350 мм и фокусное расстояние зеркала $F = 703$ мм. Но для разных спектральных диапазонов углы дифракции будут отличаться, так что геометрия спектрогелиографов будет индивидуальна. Из этого следует, что и требования к оптимальным ДР могут отличаться.

Моделирование эффективности ДР

Ещё из скалярной теории дифракции известно, что наличие угла блеска у штрихов ДР качественно меняет картину дифракции, перераспределяя интенсивность между порядками. В настоящей работе обсуждаются результаты моделирования дифракционной эффективности различных решёток, полученных при решении уравнений Максвелла интегральными методами по программе [3]. Основное внимание уделяется решёткам с углом блеска.

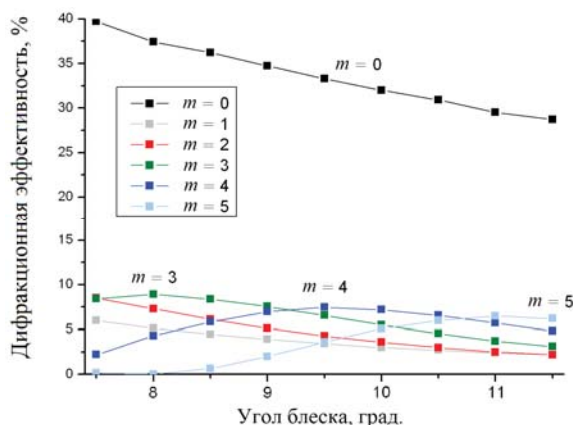


Рис. 2. Дифракционная эффективность ДР с углом блеска для ТЕ моды ЭУФ излучения в разных порядках.

При моделировании считалось, что падающее излучение естественно поляризовано, т. е. амплитуды ТЕ и ТМ мод равны (в моде ТЕ проекция вектора электрического поля E на главную плоскость дифракции равна нулю, а в моде ТМ – магнитного H). Считалось, что все решётки покрыты золотом.

Оказалось, что даже для ДР с синусоидальным профилем штриха интенсивности дифрагирующих волн в рабочем порядке дифракции отличаются для ТЕ и ТМ поляризаций в 3–4 раза. Причём абсолютные значения дифракционной эффективности в диапазоне 170–335 Å для синусоидальных ДР составляют 2–4 % и не превышают 7–8 % даже для более интенсивной в дифракции ТМ моды. Эти значения намного ниже, чем для ДР с углом блеска.

Интересно, что ТЕ мода интенсивна в данной геометрии только в нулевом порядке дифракции $m = 0$ (см. рис. 2). В остальных порядках ТМ мода существенно превалирует.

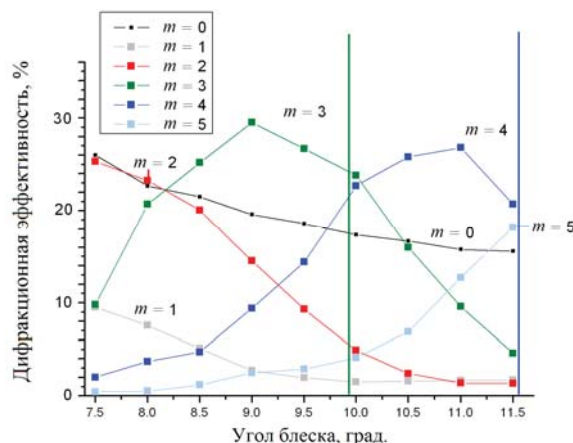


Рис. 3. Сравнение оптимального угла блеска в разных порядках для дифракции ЭУФ излучения с $\lambda = 200$ Å.

На рис. 3 показаны кривые поведения дифракционной эффективности ДР с углом блеска для ЭУФ излучения $\lambda = 200$ Å в зависимости от величины угла блеска α при падении на решётку естественно поляризованного света (ТЕ + ТМ)/2. Отметим, что углы блеска, которым соответствуют максимумы дифракционной эффективности определённых порядков, оказываются меньше, чем предсказывает скалярная теория дифракции (вертикальные линии на рис. 3). Более того, для ТЕ моды расхождение между моделированием и скалярной теорией дифракции оказывается ещё больше (ср. рис. 2 и рис. 3). Основной вклад в дифракционную эффективность на Рисунке 3 оказывает мода ТМ для всех порядков, кроме $m = 0$.

До сих пор речь шла о моделировании решёток с густотой штрихов 1200 мм^{-1} . Однако геометрия, представленная на Рис. 1, оставляет возможность выбора между решётками 1200 , 1800 и 3600 мм^{-1} в рабочих порядках дифракции $m = 3$, $m = 2$ и $m = 1$, соответственно. При этом модельный угол блеска для решёток 1800 и 3600 мм^{-1} отличается от посчитанного по скалярной теории дифракции ещё больше, чем для ДР 1200 мм^{-1} (см. табл. 1). При этом наибольшая дифракционная эффективность соответствует варианту ДР 1200 мм^{-1} ($\sim 30\%$).

Отдельно отметим, что в диапазоне 170 – 335 Å наибольшие значения дифракционной эффективности при оптимальных углах блеска достигаются на более коротких длинах волн. Значения углов 9.0 и 11.5 град. оптимальны для ДР 1200 мм^{-1} , $m = 3$.

Таблица 1. Расхождение между модельным углом блеска и геометрическим α (рассчитанным по скалярной теории дифракции) для случая ЭУФ излучения $\lambda = 200$ Å.

m	ДР	Геометрический угол блеска α	Модельный угол блеска α
3	1200 мм^{-1}	9.99 град.	9.0 град.
2	1800 мм^{-1}	9.99 град.	8.5 град.
1	3600 мм^{-1}	9.99 град.	4.0 град.

Литература

1. S.V. Shestov, A.S. Ulyanov, E.A. Vishnyakov et al. // Proc. SPIE, Vol. 9144, 91443G (2014).
2. A. Reva, S. Shestov, S. Bogachev, S. Kuzin // Solar Phys., Vol. 276, Iss. 1, p. 97 (2012).
3. <http://www.pcgrate.com>.

Расчёт схемы записи для изготовления VLS-решётки методом интерференционной литографии

Е.А. Вишняков¹, А.О. Колесников^{1, 2, *}, Е.Н. Рагозин^{1, 2, §}, А.Н. Шатохин^{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.

* alexey6180@gmail.com, § enragozin@gmail.com

Разработан алгоритм расчёта схем для записи VLS-решёток методом интерференционной литографии с использованием вспомогательного сферического зеркала наклонного падения для формирования асферического волнового фронта. Рассчитаны схемы записи плоской (для изображающего спектрометра) и сферической (для спектрометра с плоской фокальной поверхностью) VLS-решёток.

Введение

VLS-решётки и широкополосные многослойные зеркала являются ключевыми элементами разрабатываемых VLS-спектрометров для мягкого рентгеновского излучения. Одним из способов изготовления VLS-решётки является интерференционная литография. При этом штрихи решётки формируются после записи интерференционной картины на нанесённый на подложку слой фоторезиста и последующей его обработки. Локальная плотность штрихов решётки будет совпадать с локальной пространственной частотой интерференционных полос, возникающих в оптической интерференционной схеме записи (СЗ). Эта частота $p = (\sin\alpha - \sin\beta)/\lambda$, где α и β — локальные углы падения лучей от первого и второго плеч интерференционной схемы, соответственно, а λ — длина волны.

Целью нашей работы было разработать метод расчёта параметров СЗ, состоящей из двух точечных источников и вспомогательного сферического зеркала наклонного падения (рис. 1), для изготовления сферических/плоских дифракционных VLS-решёток с плотностью штрихов, меняющейся по наперёд заданному полиномиальному закону по апертуре:

$$p(y) = p_0 + p_1 y + p_2 y^2 + p_3 y^3. \quad (\phi 1)$$

Алгоритм расчёта

Теория. Решение «прямой» и «обратной» задачи

В [1] изложена теория, связывающая координаты точки на поверхности вспомогательного зеркала с координатами на поверхности подложки (точки Q_i

как функции от точки P на рис. 1), основанная на разложении в ряд Тейлора до четвёртого порядка. Она даёт решение «прямой» задачи: по известному положению зеркала и двух точечных источников вычислить полином плотности штрихов решётки.

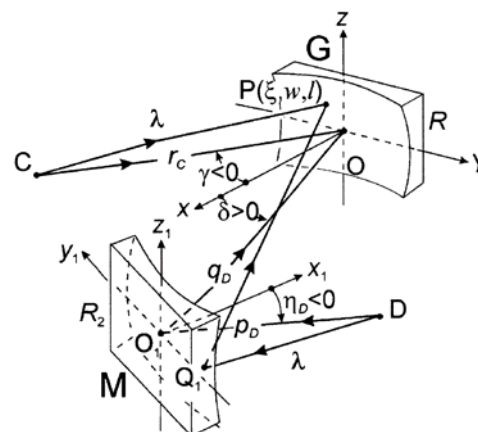


Рис. 1. Схема записи и её параметры: C и D — точечные источники, G — подложка дифракционной решётки (радиус кривизны R), M — сферическое зеркало (радиус кривизны R_2), r_c — расстояние «точечный источник — центр подложки», q_D — расстояние «центр подложки — зеркало» (вдоль центрального луча), p_D — расстояние «точечный источник D — зеркало» (вдоль луча, отражающегося в центр подложки), γ — угол падения центрального луча от источника C на подложку, δ — угол падения центрального луча от зеркала на подложку, η_D — угол падения луча, отражающегося в центр подложки, на зеркало.

Согласно теории, $p_0 = n_{10} / \lambda$, $p_1 = n_{20} / \lambda$,
 $p_2 = 1.5n_{30} / \lambda$, ... , где

$$n_{10} = \sin \delta - \sin \gamma \quad (\phi 2)$$

$$n_{20} = T_C - T_D, \quad (\phi 3)$$

$$n_{30} = \frac{T_C \sin \gamma}{r_C} - \frac{T_D \sin \delta}{r_D} + \frac{2(A_{10D})^2}{R_2} K_D \sin \eta_D, \quad (\text{Ф4})$$

а коэффициенты определяются выражениями:

$$T_C = \frac{\cos^2 \gamma}{r_C} - \frac{\cos \gamma}{R}, \quad T_D = \frac{\cos^2 \delta}{r_D} - \frac{\cos \delta}{R},$$

здесь r_D задаётся выражением

$$r_D = q_D + \left(\frac{1}{p_D} - \frac{2}{R_2 \cos \eta_d} \right)^{-1}$$

и имеет смысл расстояния от центра подложки до горизонтального фокуса зеркала,

$$A_{10D} = \frac{(q_D - r_D) \cos \delta}{r_D \cos \eta_D}, \quad K_D = \frac{\cos \delta}{r_D} - \frac{A_{10D}}{R_2}.$$

При решении «обратной» задачи (по известным коэффициентам полинома (Ф1) найти параметры СЗ) выражения (Ф2) – (Ф4) образуют систему нелинейных алгебраических уравнений относительно радиуса кривизны зеркала, углов и расстояний СЗ. При этом неизвестных больше, чем уравнений.

Для решения «обратной» задачи мы разработали следующую последовательность действий: фиксируются R_2 , γ и r_C , затем из (Ф2) выражается угол δ , из (Ф3) выражаются T_D и r_D . Далее, для сведения выражения (Ф4) к полиномиальному уравнению шестой степени относительно A_{10D} , удобно ввести связь $p_D = \alpha R_2$ и зафиксировать α . Тогда $\sin \eta_D$ в (Ф4) выразится через A_{10D} , и уравнение можно решить. После нахождения A_{10D} через него легко выражаются η_D и q_D . Найденные так решения дают требуемые коэффициенты p_0 , p_1 и p_2 в (Ф1). Для соответствия коэффициенту p_3 необходимо варьировать r_C , α и γ при решении «обратной» задачи.

Проверка решения и дальнейшее уточнение

Описанный выше алгоритм имеет два недостатка. Во-первых, иногда требуется большее число членов разложения в ряд Тейлора, что означает, что коэффициенты полинома (Ф1), рассчитанные по (Ф2) – (Ф4) будут лишь приближёнными. Во-вторых, при решении «обратной» задачи не учитывалась вертикальная фокусировка зеркала, что приводит к случайному значению кривизны штрихов и, в некоторых случаях, к попаданию подложки решётки в вертикальный фокус зеркала. Поэтому, все найденные решения требуют проверки моделированием СЗ с помощью численной трассировки лучей и,

если это возможно и необходимо, уточнения параметров. Для этого была написана программа трассировки лучей, позволяющая получать функцию $n(y,z)$ — номер штриха от координат на поверхности подложки. Тогда С-уровни $n(y,z)$ будут совпадать со штрихами решётки, а её производная по y при $z = 0$ даст коэффициенты полинома (Ф1). Если они отличаются от требуемых, то последовательным поиском оптимума по каждому из параметров СЗ можно сколь угодно точно приблизить густоту штрихов к требуемой. Если кривизна штрихов слишком большая или вертикальный фокус зеркала слишком близок к подложке, нужно решать задачу с аналитического этапа, выбрав другие значения фиксированных параметров.

Реально все параметры схемы можно выдержать лишь с конечной точностью. Поэтому найденное решение нужно проверять на устойчивость. Единственный надёжный критерий при этом — разрешающая способность спектрального прибора, для которого изготавливается решётка. СЗ считается подобранной, если допуски по расстояниям ~ 1 мм, а по углам $\sim 0.1^\circ$ в каждую сторону не приводят к заметному ухудшению разрешающей способности. Для оценки разрешающей способности спектрометров была написана программа численной трассировки лучей, учитывающая кривизну штрихов.

Пользуясь описанным алгоритмом были рассчитаны СЗ плоской VLS-решётки для изображающего спектрометра на область длин волн 100 – 250 Å [2] и сферической вогнутой VLS-решётки для спектрометра с плоским полем на область длин волн 50 – 200 Å [3].

Исследование выполнено за счёт гранта РНФ (Проект № 14-12-00506).

Литература

1. Т. Namioka, М. Koike // Appl. Opt. V. 34, 2180 (1995).
2. Е.А. Вишняков, А.О. Колесников, А.А. Кузин, Д.В. Негров, Е.Н. Рагозин, П.В. Сасоров, А.Н. Шатохин // Квант. электрон., т. 47(1), 56, (2017).
3. Е. А. Вишняков, А. О. Колесников, Е. Н. Рагозин, А. Н. Шатохин // Квант. электрон., т. 46(10), 953 (2016).

Стигматический спектрометр высокого разрешения для диапазона 120 – 250 Å на основе многослойного зеркала и плоской VLS-решётки

Е.А. Вишняков¹, А.О. Колесников^{1, 2}, Е.Н. Рагозин^{1, 2, *}, А.Н. Шатохин^{1, 2, §}

¹Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

²Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

*enragozin@gmail.com, §shatohinal@gmail.com

Рассчитан, а затем собран стигматический спектрометр высокого разрешения для диапазона 120 – 250 Å на основе аperiodического многослойного зеркала нормального падения и отражательной VLS-решётки скользящего падения. С помощью него получен спектр лазерной плазмы LiF и продемонстрировано пространственное разрешение на уровне 40 мкм и спектральное разрешение на уровне 500.

Введение

В данной работе речь идёт о практической реализации спектрометра с широким спектральным диапазоном и пространственным разрешением для мягкого рентгеновского диапазона [1].

Для фокусировки излучения данный прибор использует аperiodическое многослойное зеркало (АМЗ) нормального падения, оптимизированное на равномерное отражение в области 120 – 250 Å. За счёт падения излучения, близкого к нормальному, АМЗ создаёт слабо астигматический пучок, который посылаётся на решётку с переменной частотой штрихов (VLS-решётку). За счёт правильного выбора геометрии прибора и закона изменения частоты штрихов, прибор получается строго стигматическим для двух длин волн [2]. Таким образом, совместное использование АМЗ и VLS-решётки позволяет получить спектральные изображения входной щели на плоском детекторе, причём изображения точечного источника не превышают размеров трёх ячеек детектора как в спектральном, так и в пространственном направлениях.

Схема спектрографа

Спектрограф включает в себя источник излучения, который располагается перед входной щелью, на расстоянии $x = 30$ мм, вогнутое АМЗ с радиусом кривизны $R = 1$ м, причём входная щель находится на круге Роуланда. Угол падения излучения на зеркало $\alpha = 7,6^\circ$. При таком расположении источника и щели, вертикальный фокус получается дальше от зеркала, чем горизонтальный. VLS-решётка распо-

лагается на расстоянии $L_h = 500$ мм от центра зеркала. Скользящий угол падения излучения на решётку составляет $\varphi_0 = 6,44^\circ$. Пространственная частота штрихов решётки описывается законом $p(w) = 600 + 2,37 \cdot w + 6,9 \cdot 10^{-3} \cdot w^2$ штр./мм, где w – продольная координата на решётке. При такой конфигурации расстояние до вертикального фокуса составит $L_v = 496,7$ мм от центра решётки. Кроме того, для двух длин волн $\lambda_1 = 144$ Å и $\lambda_2 = 272$ Å, расстояние до горизонтального фокуса в первом порядке будет равно L_v . Обратная линейная дисперсия составляет 5,4 Å/мм в коротковолновой области и 5,8 Å/мм в длинноволновой части спектра.

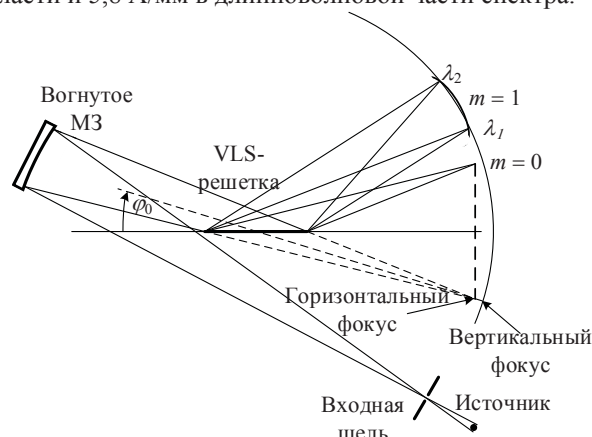


Рис. 1. Оптическая схема спектрометра.

Практическая реализация

Дифракционная решётка изготавливалась методом электронно-лучевой литографии. Из-за технологических особенностей метода изготовления, ди-

фракционная решётка была изготовлена с несколько другим законом изменения частоты штрихов.

Измерения в оптическом диапазоне показали, что этот закон описывается уравнением $p(w) = 600 + 2,32 \cdot w + 8,3 \cdot 10^{-3} \cdot w^2$ штр./мм. Это приводит к небольшому отклонению горизонтального фокуса от расчётного положения. Однако небольшим изменением геометрии схемы можно вернуть строгий стигматизм на двух длинах волн. Для этого мы уменьшили расстояние от источника до щели до $x = 24$ мм. При этом увеличилось расстояние до вертикального фокуса до $L_v = 502,5$ мм.

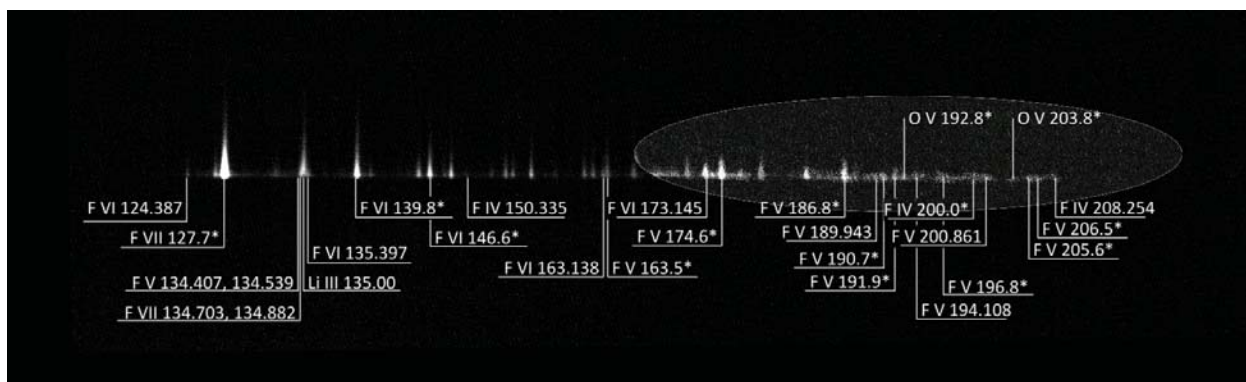


Рис. 2. Первый порядок стигматического спектра многозарядных ионов лития и фтора, зарегистрированный за одну лазерную вспышку (0,5 Дж, 10 нс). Звездочки обозначают неразрешенные группы линий.

Результаты

Благодаря стигматичности прибор продемонстрировал высокую световую эффективность: спектр в диапазоне 120 – 210 Å регистрировался за одну лазерную вспышку (0,5 Дж на мишени) (Рис. 2). Участок спектра на Рис. 2 содержит линии ионов Li III и F V–F VII. С увеличением длины волны интенсивность спектральных линий и чувствительность ПЗС-детектора убывают.

Ширина входной щели составила 30 мкм, при этом полуширины спектральных линий составили 52 мкм (четыре ячейки детектора). С учётом обратной линейной дисперсии, это соответствует разрешающей способности ~550. Две ближайшие линии, которые уверенно разрешаются, соответствуют 163,138 Å иона F VI и неразрешенная группа линий {163,456; ,501; ,558; ,596 Å} иона F V, что дает $\lambda/\delta\lambda \sim 510$.

Пространственное разрешение (по вертикали), оцененное на границе света и тени, отвечает двум ячейкам детектора, что составляет 40 мкм.

В качестве источника служила лазерная плазма, которая создавалась при фокусировке импульса излучения неодимового лазера (0,5 Дж на мишени, 10 нс) на плоскую вращающуюся мишень из фторопласта, поверхность которой лежала в главной плоскости спектрометра.

Излучение регистрировалось при помощи матричного ПЗС-детектора (backside-illuminated, 2048 на 1024 ячеек размером 13 мкм) с длиной чувствительной области 27 мм. Детектор помещался на расстоянии 502,4 мм от центра решётки. При этом для длин волн 144 Å и 272 Å горизонтальный и вертикальный фокусы находятся в плоскости детектора.

Заключение

Экспериментально продемонстрирована работа первого широкополосного спектрометра на область длин волн 120 – 250 Å, на основе АМЗ нормального падения и плоской VLS-решетки скользящего падения. Показана высокая эффективность прибора: спектр лазерной плазмы LiF регистрировался за одну вспышку. Достигнуто пространственное разрешение на уровне 40 мкм (три ячейки детектора) и спектральное разрешение на уровне 500.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00506).

Литература

1. Е.А. Вишняков, Е.Н. Рагозин, А.Н. Шатохин // Квант. электрон., т. 45(4), 371-376, (2015).
2. Е.А. Вишняков, А.О. Колесников, А.А. Кузин, Д.В. Негров, Е.Н. Рагозин, П.В. Сасоров, А.Н. Шатохин. // Кв. электрон., т. 47 (1), 55, (2017).

Измерение профиля поверхности протяжённых асферических объектов

П.В. Волков^{*1}, А.В. Горюнов¹, А.Ю. Лукьянов¹, А.Д. Тертышник¹, В.В. Ложкарев²

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

² Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950

* volkov@ipmras.ru

Экспериментально продемонстрирована возможность построения профилометра протяжённых объектов на основе низкокогерентного интерферометра.

Введение

Проблема измерения профиля протяжённых (50-300 мм) асферических поверхностей с точностью $dH < 100$ нм актуальна для многих областей науки и техники. В частности, точность изготовления фокусирующих рентгеновских зеркал заданной формы определяется точностью измерения их формы. Аналогичная проблема существует при создании оптических элементов для сверхмощных лазеров. Существующие в настоящий момент времени методы измерений обладают рядом ограничений. Например, развитая в ИФМ РАН методика интерферометрии с дифракционной волной сравнения не позволяет измерять цилиндрические поверхности, применение коммерчески доступных интерференционных микроскопов затруднено малым рабочим полем.

Ранее нами были предложены две новые методики измерений профиля поверхности с использованием низкокогерентного тандемного интерферометра и двухлучевого поляризационного интерферометра. С их помощью были реализованы двухзондовая (дифференциальная) методика измерений, в которой измеряемым параметром является первая производная от профиля поверхности, и трёхзондовая методика, в которой измеряемым параметром является вторая производная от профиля поверхности. Сравнение результатов измерений профиля поверхности, полученных на образцах различной формы, показало, что предложенные подходы позволяют избежать ошибок измерений, связанных с колебаниями сканирующего устройства, и обладают достаточно высокой точностью.

Дальнейшее развитие предложенных подходов, которым посвящена данная работа, связано с применением спектральной обработки низкокогерент-

ных сигналов. Такой подход позволил совместить высокую чувствительность с высоким быстродействием. Восстановление профилей больших поверхностей продемонстрировано на примере измерения профиля поверхности кристаллов KDP размером 180x180 мм.

Методика эксперимента

Измерения проводились в ИПФ РАН. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Исследуемый образец устанавливался на сканирующее устройство станка алмазного точения, позволяющего осуществлять сканирование образца с постоянной скоростью вдоль одной координаты. В качестве образцов использовались кристаллы KDP размером 180x180 мм. Приемный блок представлял собой синтезированный источник излучения (с тремя объединенными СЛД с суммарной полушириной полосы 150 нм) и спектрометр (с диапазоном 1410-1610 нм, 2048 линий). Обработка осуществлялась на персональном компьютере в среде LabView.

Измеряемыми параметрами являлись расстояния $D_{1,2,3}$ от исследуемой поверхности (образца) до торцов одномодовых оптических волокон, по которым зондирующее излучение направлялось на образец. По ним же отражённый от образца свет возвращался в спектрометр для анализа. Волокна располагались с шагом 250 мкм вдоль направления сканирования.

Сканирующее устройство позволяло перемещать образец вдоль одной координаты. Для получения различных сечений образец сдвигался в нужное положение. Скорость сканирования могла варьироваться.

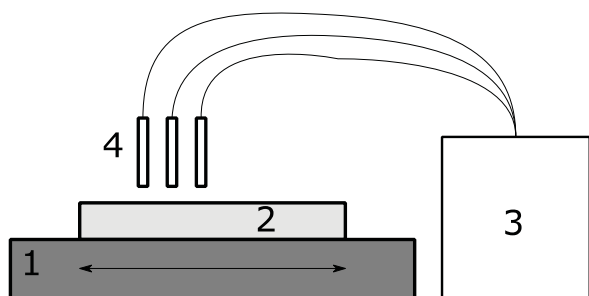


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — сканирующее устройство, 2 — образец, 3 — оптический блок, 4 — трехзондовая волоконно-оптическая головка

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены исходные данные по всем трем каналам, получаемый при сканировании кристалла KDP. Обработка спектра отражения позволяет получить величину зазора между торцом волокна и измеряемой поверхностью по измерению частоты модуляции спектра. Из этих данных по описанной ранее методике [1] можно получить истинный профиль поверхности.

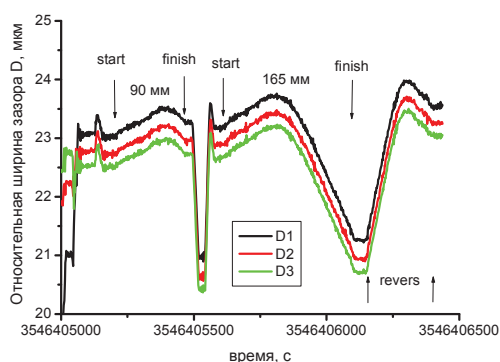


Рис. 2. Данные со всех трех каналов, получаемых при сканировании кристалла KDP

На рис. 3 приведены два сечения профиля поверхности кристалла полученные по центру и близко к краю.

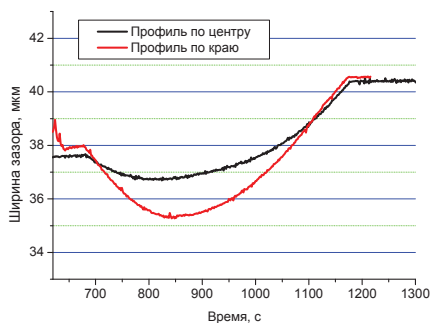


Рис. 3. Восстановленный (инвертированный) профиль кристалла в двух сечениях.

Отметим, что на рисунках приведены восстановленные профили зазоров между образцом и зондами, что дает инвертированную картину с точки зрения профиля непосредственно кристалла.

На рис. 4 и 5 показан один и тот же профиль кристалла при включенном и выключенном вакуумном прижима кристалла к столу. Видно, что включение присоса изменяет профиль прогиба образца на противоположный.

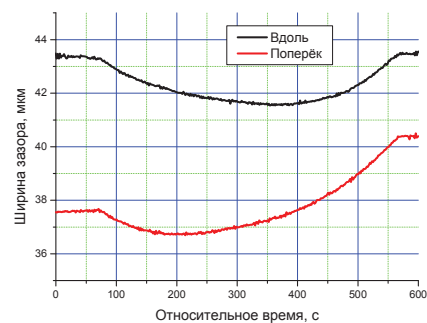


Рис. 4. Профиль кристалла без присоса.

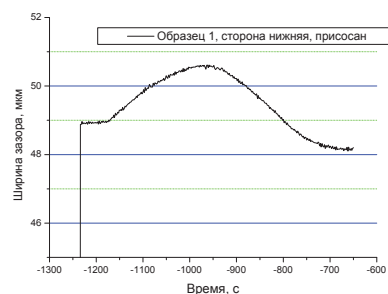


Рис. 5. Профиль кристалла с присосом.

Таким образом, показано, что предложенная методика позволяет определять форму протяженных образцов. Достигнутое разрешение составило 100 нм (определялось жесткостью подвеса, после его доработки может быть уменьшено до 10 нм).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-01124).

Литература

1. А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, П.В. Волков, А.В. Горюнов, А.Ю. Лукьянов, Л.А. Сулов, А.Д. Тертышник / Перспективы применения метода тандемной низкокогерентной интерферометрии для измерения формы асферических поверхностей // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2015, № 8, с. 1–4.

Стабильные Ве-содержащие многослойные зеркала для окрестности длины волны 30,4 нм

Д.А. Гаман*, Ю.А. Вайнер, С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников**, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

* d.a.gaman@yandex.ru ** polkovnikov@ipmras.ru

Показано, что зеркала на основе Ве/Al обладают стабильными характеристиками, удовлетворяющими требованиям, предъявляемым к телескопам на длине волны 30,4 нм. Долговременные измерения отражательных характеристик проводились в течение 20 месяцев. При этом характеристики в пределах погрешности измерений оставались неизменными: $R=26\%$, $\Delta\lambda=0,8$ нм.

Введение

Для получения рентгеновских изображений, дающих информацию о физических свойствах и динамике плазмы переходного слоя и короны Солнца, в настоящее время широко применяется многослойная зеркальная оптика нормального падения. Особый интерес представляет диапазон длин волн 12.5-40 нм, где расположено много интенсивных линий ионов, излучающих при температурах $4 \cdot 10^4$ - $2 \cdot 10^7$ К. В частности, очень важна и информативна линия излучения HeII ($\lambda=30,4$ нм, температура возбуждения $4 \cdot 10^4$ - 10^5 К), являющаяся одной из самых интенсивных в указанном диапазоне. Линия излучения He важна и с точки зрения диагностики высокотемпературной плазмы токамаков. В связи с этим представляется важной задача изготовления многослойной рентгеновской оптики нормального падения, предназначенной для диапазона длин волн в окрестности λ HeII =30,4 нм.

Традиционно для этой цели широко применялись многослойные зеркала на основе пары материалов Mo/Si (пиковый коэффициент отражения $R=20$ - 25% , спектральная селективность $\lambda/\Delta\lambda \approx 10$) [1]. Однако использование таких структур затруднено в связи с рядом их недостатков. Во-первых, в астрономических приложениях относительно невысокая спектральная селективность не позволяет отсеять излучение достаточно яркой линии FeXV=28,4 нм. Вторая проблема – наложение линий ионов Fe в спектральной области 17,1-17,5 нм на второй интерференционный максимум отражения Mo/Si-покрытия.

Как альтернатива зеркалам на основе Mo/Si рассматривались многослойные структуры на основе

Mg. Использование Mg в качестве слабо поглощающего элемента в многослойной структуре имеет ряд особенностей. Так рабочий диапазон длин волн лежит за L-краем поглощения Mg ($\lambda_L=25$ нм), что позволяет надеяться на более высокую отражательную способность. При этом второй интерференционный максимум таких структур приходится на диапазон длин волн $\lambda < \lambda_L$, что существенно снижает коэффициенты отражения зеркал в этой области из-за сильного поглощения излучения в слоях магния.

Однако недостатком материала Mg является его высокая химическая активность и, в частности, подверженность окислению. В работе [2] отмечается стремительное ухудшение отражательных характеристик зеркал Si/Mg. Нанесение барьерных слоев из Cr и В₄C позволило частично решить проблему. Но всё равно имеет место снижение пикового значения коэффициента отражения с начальных 38% до 30%. Это значение сохраняется, по крайней мере, в течение пяти лет.

Такой же неустойчивой можно признать структуру SiC/Mg. При начальном отражении 42-44% ($\lambda/\Delta\lambda \sim 20$) в работе [3] зафиксировано снижение до 30% за пять лет.

Выходом из сложившейся ситуации является поиск альтернативных структур, одновременно обладающих стабильными характеристиками и удовлетворяющим требованиям, предъявляемым к оптике современных солнечных телескопов. Требования же для зеркал телескопов, оптимизированных на 30,4 нм, формулируются следующим образом: пиковое значение коэффициента отражения не менее 25%, ширина пика отражения на половине высоты не более 1 нм (то есть $\lambda/\Delta\lambda \sim 30$).

В данной работе изучаются альтернативные, не базирующиеся на магнии, зеркала для 30,4 нм. А именно зеркала Be/Si/Al.

Зеркала Be/Si/Al для 30,4 нм

На рис. 1 приведены теоретические спектральные зависимости коэффициентов отражения наиболее оптимальных с точки зрения максимума отражения зеркал на основе магния и структуры Be/Al. А в таблице 1 представлены величины пиковых значений коэффициентов отражения R этих зеркал, а так же ширины пиков отражения на половине высоты $\Delta\lambda$.

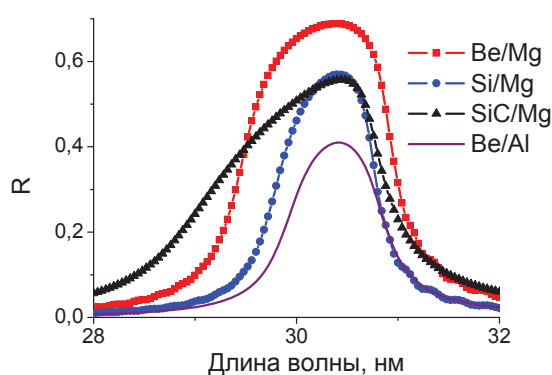


Рис. 1. Теоретические спектральные зависимости коэффициентов отражения в окрестности длины волны 30,4 нм при нормальном падении излучения.

Таблица 1. Теоретические значения отражательных характеристик для идеальных зеркал на 30,4 нм.

Структура	$\Delta\lambda$, нм	R , %
Be/Mg	1,52	68,5
Be/Al	1	41
Si/Mg	1,04	57
SiC/Mg	1,84	55,7

Номинально уступая в отражении магниевым зеркалам, структуры Be/Al имеют одно из лучших значений спектральной селективности (отношение $\lambda/\Delta\lambda$). Кроме того, изучение зеркал Be/Si/Al (последовательность материалов дана в направлении от подложки к поверхности), оптимизированных на длину волны 17,1 нм показало высокую временную стабильность отражательных характеристик при таком сочетании материалов [4]. Роль кремниевого

слоя в данном случае сводится к барьерной. В [4] показано, что внедрение тонкого (0,8-1 нм) слоя кремния между бериллием и алюминием приводит к сглаживанию межслоевых шероховатостей.

На рис. 2 приведены угловые характеристики отражения зеркала Be/Si/Al, снятые на длине волны 30,4 нм сразу после напыления, через 8 месяцев и через 20 месяцев.

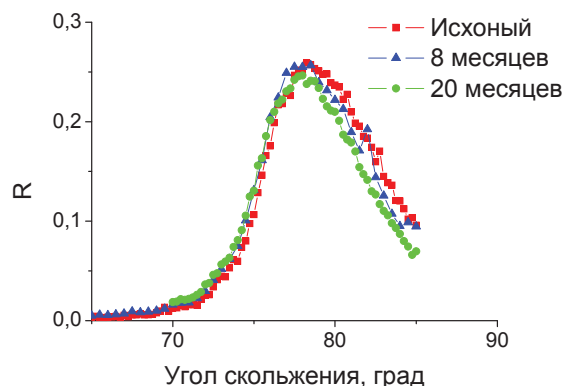


Рис. 2. Угловые зависимости коэффициента отражения структуры Be/Si/Al, снятые на длине волны 30,4 нм сразу после напыления, через 8 и через 20 месяцев.

Синтезированная структура Be/Si/Al показала на длине волны 30,4 нм следующие практически неизменные отражательные характеристики: $R=26\%$, $\Delta\lambda\sim 0,8$ нм.

Литература

1. Н.Н. Салашенко // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 1, 50 (1999).
2. С.В. Кузин, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашенко // Известия РАН. Серия физическая, Т. 75. № 1, 88 (2011).
3. P. Zuppella, A.J. Corso, P. Nicolosi et al. // Proc. SPIE., V.8076., 807608-1 (2011).
4. В.Н. Полковников, Ю.А. Вайнер, М.Н. Дроздов и др. // Материалы XX симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород. С. 397 (2016).

Влияние структурных параметров аперидических многослойных зеркал на свойства отраженных фемтосекундных импульсов

С.А. Гарахин*, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д.7, Нижний Новгород, 603087.

* GarakhinS@yandex.ru

С использованием генетического алгоритма рассчитано Mo/Si аперидическое многослойное зеркало (AMЗ), оптимизированное на максимальное равномерное отражение в диапазоне 60-80 эВ и имеющее специальную зависимость фазы. Численными методами исследовано влияние шероховатости и случайного разброса толщин слоев на амплитуду и фазу комплексного коэффициента отражения AMЗ, а также на интенсивность и длительность отраженных импульсов.

Введение

В течение последних десяти лет активно развивается область физики, связанная с созданием лазеров, генерирующих излучение в виде ультракоротких импульсов – вплоть до аттосекундного диапазона [1], что соответствует мягкому рентгеновскому диапазону длин волн. За счет сокращения длительности импульса лазерного излучения увеличивается пиковая мощность при сравнительно небольшой энергии, однако при этом встает проблема управления данными импульсами.

В настоящее время одними из самых эффективных элементов рентгеновской оптики являются многослойные структуры, которые хорошо отражают рентгеновское излучение. Наибольшее распространение в данный момент получили периодические многослойные зеркала (ПМЗ), которые активно используются в спектроскопии лабораторной плазмы и рентгеновской астрономии [2]. Однако отражение от ПМЗ имеет резонансную зависимость от частоты, что приводит к невозможности использовать такие структуры для отражения импульсов, короче определенной длительности (порядка фс) – спектр импульса становится шире спектра отражения ПМЗ и эффективность структуры падает. Таким образом, для отражения предельно коротких импульсов рентгеновского излучения необходимо использовать структуры с широким спектром отражения. Этим свойством обладают аперидические многослойные зеркала (AMЗ).

При оптимизации (определении состава) подобной структуры необходимо использовать целевую функцию спектральной (или угловой) зависимости модуля и фазы коэффициента отражения при помощи генетического алгоритма [3]. После расчета можно переходить к синтезу. Однако на практике сложно добиться точного соответствия напыленных толщин расчетным. Кроме того, реальные структуры обладают некоторым уровнем шероховатости. Поэтому важно понять степень влияния отклонений от расчета на качество полученного AMЗ.

Учет шероховатости интерфейса и случайного отклонения толщин

Наиболее распространенными материалами для изготовления многослойных зеркал в диапазоне 125 – 350 Å являются Mo и Si, позволяющие получать довольно высокие коэффициенты отражения во всем указанном диапазоне. Поэтому расчеты в работе производились для этого сочетания.

Эффекты, наблюдаемые при отражении короткого импульса от идеального AMЗ, подробно описаны в [4]. Задержка отраженного импульса относительно падающего определяется групповой задержкой, а эволюция во времени – дисперсией групповой задержки и его спектральной шириной. Последний эффект особенно существенен для широкополосных зеркал, т.к. AMЗ имеют большую разность групповых задержек. Однако, если подобрать специальную последовательность слоев, то появляется

возможность управлять характеристиками импульсов. С практической точки зрения особенно важна возможность сжимать импульс, имеющий чирп, т.е. когда фаза волны квадратичная, а несущая частота изменяется во времени на протяжении длительности импульса. В данном случае мгновенная частота заполнения импульса линейно изменяется от начала к концу фронта импульса:

$$E(t) = E_0 \cdot \exp(-\Gamma t^2 + i(\omega_0 t + at^2)), \quad (1)$$

$$\omega(t) = \partial\Phi/\partial t = \omega_0 + at. \quad (2)$$

Если АМЗ, оптимизированное для сжатия данного импульса, также будет иметь специально подобранную линейную групповую задержку (в таком случае зависимость фазы комплексного коэффициента отражения должна иметь квадратичный вид), то отраженный импульс будет иметь меньшую длительность в сравнении с падающим. В данном случае при падении на зеркало импульса длительностью 1 фс и интенсивностью I_0 отраженный импульс имеет следующие интенсивность и длительность: $0.57 I_0$ и 0.24 фс. На рис. 1 представлены амплитуды коэффициента отражения для идеального Mo/Si АМЗ, рассчитанного при помощи генетического алгоритма в программе IMD. Также приведен спектр отражения с учетом шероховатости, которая существенно влияет на амплитуду, но не оказывает практически никакого влияния на фазу. Отраженный импульс при этом имеет большую длительность и меньшую интенсивность по сравнению с импульсом, отраженным от идеальной структуры ($0.38 I_0$ и 0.28 фс соответственно).

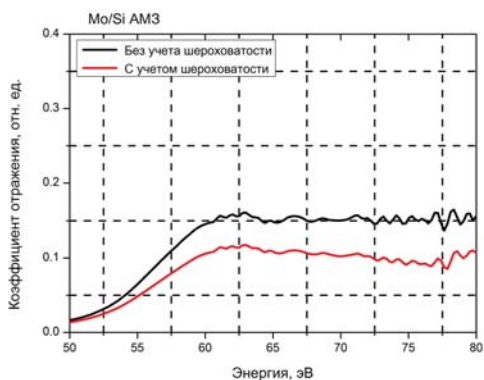


Рис. 1. Влияние шероховатости интерфейсов (Si на Mo 6Å, Si на Mo 12Å) на амплитуду комплексного коэффициента отражения АМЗ.

На рис. 2 приведено влияние разброса толщин слоев на параметры АМЗ. Стоит заметить, что разброс толщин достаточно существенно влияет как на амплитуду, так и на фазу комплексного коэффициента отражения, что в итоге сказывается на интенсивности и длительности отраженного импульса ($0.37 I_0$ и 0.35 фс соответственно).

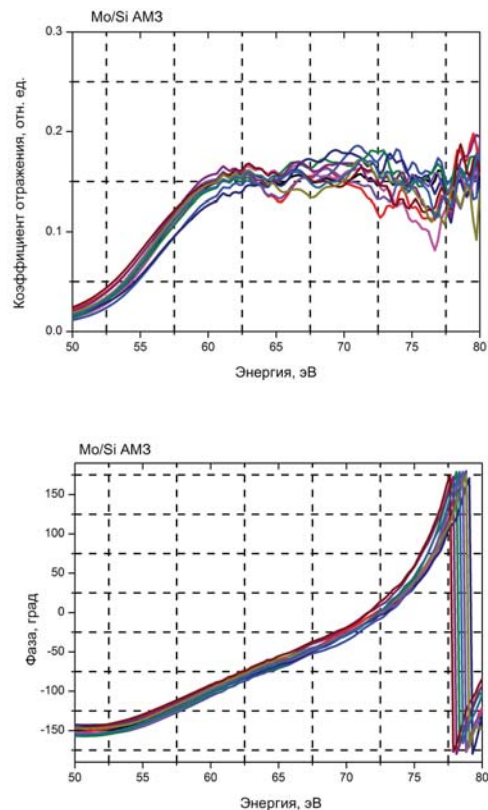


Рис. 2. Влияние случайного разброса толщин в 1Å для 10 реализаций (нормальное распределение) на амплитуду (вверху) и фазу (внизу) комплексного коэффициента отражения АМЗ.

Таким образом, межслойная шероховатость и случайный разброс толщин оказывают достаточно сильное влияние на отраженный от АМЗ импульс.

Литература

1. П.Г. Крюков. Фемтосекундные импульсы. – М.: Физмалит, (2008).
2. Е.А. Вишняков, Ф.Ф. Каменец, В.В. Кондратенко // Квантовая электроника, **42**, 2 (2012).
3. Д.С. Буренков, Ю.А. Успенский, И.А. Артюков // Квантовая электроника, **35**, 2, (2005)
4. I.L. Weigmanetal // J.Opt. A: PureAppl. Opt. **4**, p.433 – 439, (2002).

Внеплоскостные Au и Pt решетки в качестве делителя пучка РЛСЭ: ламельный vs треугольный профиль штрихов

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 Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр., д. 26, Санкт-Петербург, 190103.

3 Университет ИТМО, Кронверкский пр., д. 49, Санкт-Петербург, 197101.

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 profile shapes of lamellar and blaze Au and Pt hard-x-ray gratings on the efficiency in grazing-incidence conical diffraction has been determined. The rigorous numerical model was compared with the scalar prediction & experiment. High & equal diffraction efficiency of ± 1 orders (~ 0.3) can be achieved for lamellar off-plane gratings at a wavelength of ~ 1 -Å.

Введение

Важным направлением при разработке новых дифракционных решеток для применений в жестком рентгеновском (ЖР) диапазоне является создание элементной базы источников синхротронного излучения (СИ) следующего поколения и рентгеновских лазеров на свободных электронах (РЛСЭ), например, в качестве амплитудных делителей пучка для линий задержки РЛСЭ. Использование ламельных отражательных решеток, работающих в конической дифракции (внеплоскостная установка) в качестве делителей пучка РЛСЭ, впервые было предложено в [1] и экспериментально подтверждено в [2] для длины волны $\lambda = 13.9$ нм и в [3,4] – для диапазона энергий фотонов 2–12.4 кэВ. Недавно было выполнено сравнение между теоретически достижимой дифракционной эффективностью (ДЭ) Au решетки ламельного профиля, работающей в схеме конической дифракции и результатами измерений, выполненных на СИ в диапазоне 2–8 кэВ [5]. Отличительной особенностью классических (плоскостных) ламельных решеток скользящего падения, по сравнению с аналогичными решетками нормального падения, является не столь существенный проигрыш ДЭ решеткам с треугольным профилем – не в 2.5 раза, а в 1.5–2 [6]. Еще большего выигрыша можно добиться от использования ламельных рентгеновских решеток в конической дифракции, позволяющей получать высокую ДЭ при практически любых параметрах решетки и излучения. Однако, остается невыясненным, насколько треугольная форма профиля штриха (с блеском) может быть предпочтительнее ламельного профиля с учетом

возможностей современных технологий изготовления решеток и подавления высоких порядков. Атомарный контроль глубины профиля, субатомный контроль шероховатости и точный учет затенений и материала покрытия требуется для обоих типов решеток, что исследуется в настоящей работе.

Метод расчета

В классической задаче анализа дифракции на решетке решаются уравнение Гельмгольца со строгими граничными условиями и условиями излучения; при наличии случайной компоненты функций рельефа штрихов решетки используется статистическое усреднение интенсивности рассеяния излучения по методу Монте Карло. Для решения задачи дифракции мы используем универсальный метод граничных интегральных уравнений (МИИ), который нам впервые удалось модифицировать для работы в коротковолновом диапазоне. МИИ излагается здесь кратко, так как он подробно описан в [7]. Задача 3D дифракции на решетках общего вида, представляемых как бесконечные одноперiodические структуры, может быть сведена к системе уравнений Гельмгольца для z-компонент электрического и магнитного полей в \mathbb{R}^2 , для которой решения являются квазипериодическими в x-направлении, удовлетворяют условию излучения по отношению к u-направлению и испытывают определенные скачки на интерфейсах между областями решетки. Для конической дифракции, в отличие от классической, граничные величины z-компонент поля, также как их нормальные и тангенциальные производные на интерфейсах связаны.

Результаты

На рис. 1 представлено сравнение результатов расчетов ДЭ внеплоскостной ламельной 1200/мм Au решетки, выполненные на основе строгого метода и скалярной теории дифракции, предложенной в [3]. Хотя результаты неплохо согласуются для основных порядков дифракции (± 1), они значительно расходятся для 0-го и высоких порядков, что говорит о значительной неопределенности при использовании приближенных теорий, даже в ЖР диапазоне. Результаты строгих расчетов хорошо согласуются с данными измерений при учете случайной шероховатости со среднеквадратичным отклонением $\sigma = 1.7$ нм в диапазоне энергии фотонов 2–12.4 кэВ при различных углах скольжения [3,4].

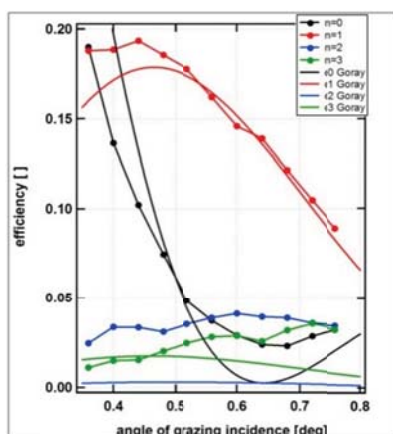


Рис. 1. Точная (e[]Goray) и скалярная зависимости ДЭ внеплоскостной 1200 /мм Au ламельной решетки от азимутального угла скольжения для энергии 4 кэВ.

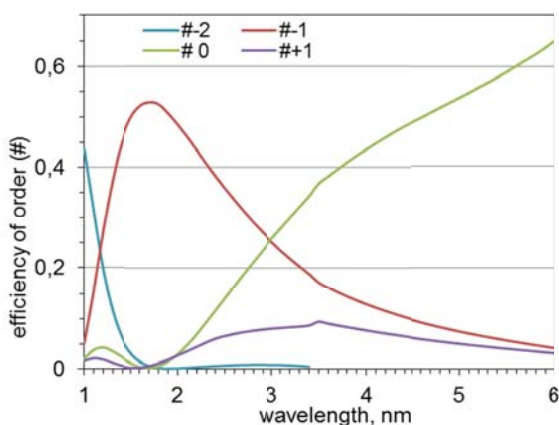


Рис. 2. Спектральная зависимость ДЭ порядков внеплоскостной 5000/мм Au решетки с углом блеска 7.5° и азимутальным углом падения 88°.

На рис. 2 представлена ДЭ Au внеплоскостной 5000 /мм решетки с углом блеска 7.5°, рассчитанная для ТЕ/ТМ поляризаций падающего излучения; ТЕ/ТМ ДЭ совпадают с графической точностью.

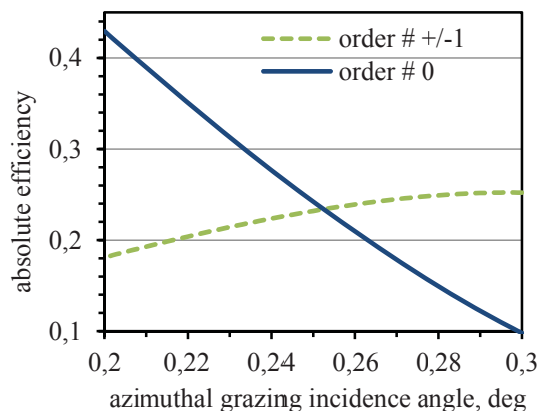


Рис. 3. Зависимость ДЭ порядков внеплоскостной 5000 /мм Au ламельной решетки с СКО шероховатости 0.2 нм от азимутального угла скольжения 1-А излучения.

На рис. 3 представлена ТЕ ДЭ аналогичной Au внеплоскостной 5000 /мм решетки ламельного профиля, оптимизированной для $\lambda = 0.1$ нм с учетом среднеквадратичного отклонения шероховатости 0.2 нм. Кривые 0 и ± 1 порядков пересекается на уровне $\sim 23.5\%$ ДЭ. Вблизи точки пересечения имеется диапазон углов, где ДЭ близки и высоки, что требуется для делителя пучка РЛСЭ. Для Рт-покрытия значения ДЭ выше на несколько %.

Заключение

Определено влияние профиля штрихов ЖР решеток на эффективность в скользкой конической дифракции. Показана возможность достижения в эксперименте высокой равной эффективности ($\sim 30\%$) ± 1 порядков внеплоскостной ламельной решетки для делителя пучка РЛСЭ.

Автор Горай Л.И. выражает благодарность за финансовую поддержку РФФИ (грант 16-29-11697).

Литература

1. L.I. Goray // J. Surf. Invest. 2(5), 796 (2008).
2. Yi. Liu, H.-J. Fuchs, Zh. Liuet et al. // Appl. Opt.49, 4450 (2010).
3. W. Jark, D. Eichert // Opt. Exp. 23, 22753 (2015).
4. W. Jark, D. Eichert // J. Syn. Rad. 23, 91(2016).
5. W. Jark, D. Eichert, L.I. Goray // SPIE 9963-8 (2016).
6. M. Nevire, J. Flaman, J.M. Lerner // Nucl. Instr. Meth. 195, 183 (1982).
7. L.I. Goray, G. Schmidt, in Gratings: Theory and Numeric Applications. Sec. rev. ed., E. Popov, ed., 446–536 (Institut Fresnel, AMU, 2014).

Исследование влияния формы подложки изгибного модуля на кривизну профиля рентгенооптических элементов

В.В. Грибко^{1*}, В.Н. Трушин^{2§}, А.С. Маркелов², Е.В. Чупрунов¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

* gribkovladimir@icloud.ru, §trushin@phys.unn.ru

Исследуется возможность получения параболических и эллиптических профилей поверхности рентгенооптических элементов (РЭ), кривизной которых можно управлять изменением температуры изгибных модулей (ИМ), на поверхности которых они закрепляются. Приведены экспериментальные и расчетные данные по интерактивному управлению кривизной профиля поверхности РЭ. Показано влияние формы подложки изгибного модуля на кривизну профиля рентгенооптических элементов.

Введение

В настоящее время для управления параметрами рентгеновского пучка наряду со стационарными элементами все большее применение находят элементы адаптивной рентгеновской оптики [1-6]. Наиболее активное развитие адаптивной рентгеновской оптики происходит, прежде всего, в астрономии [1-4], в таких проектах как Smart X-ray Optic [1], Generation-X [4] и др. В приведенных работах изменение и коррекция профиля поверхности РЭ, как правило, используют пьезоэлектрические актуаторы.

В работе [7] показана возможность интерактивного управления кривизной профиля РЭ путем изменения температуры ИМ, который являлся его составной частью. В данной работе исследуется влияние формы подложки ИМ на профиль поверхности РЭ, в качестве которого использовалась монокристаллическая пластина кремния (Si).

Расчетная часть

На рис. 1а показан профиль поверхности монокристаллической пластины Si (а) сформированный в результате усадки клеевого слоя при приклеивании ее к плоской поверхности подложки, обратная сторона которой имела форму выпуклого гиперболоида (см. б) с перепадом высот от 2 до 0.5 мм и размером основания $10 \times 15 \text{ мм}^2$, физические характеристики которой соответствовали кварцевому стеклу. Теплофизические и упругие параметры клеевого слоя толщиной 150 мкм соответствовали эпоксидной смоле ЭД-6. В качестве РЭ использовалась плоскопараллельная монокристаллическая пласти-

на Si размерами $10 \times 15 \times 0.4 \text{ мм}^3$. Расчеты проводились для температуры склейки составных частей ИМ равной $25 \text{ }^\circ\text{C}$ при их постоянных теплофизических и упругих параметрах.

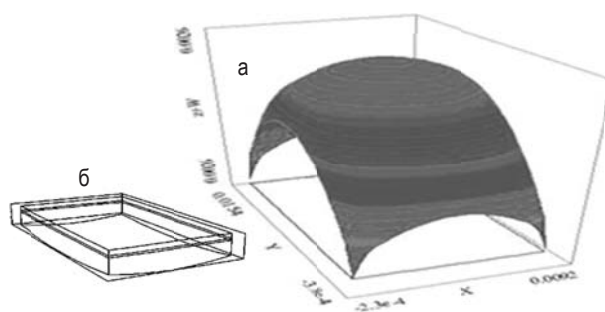


Рис. 1. Профиль поверхности монокристаллической пластины Si (а), сформированный в результате усадки клеевого слоя при температуре его затвердевания $25 \text{ }^\circ\text{C}$. б – схематическое изображение модельного образца.

Поверхность пластины Si (рис. 1а) представляет собой эллипсоид, с локальным радиусом кривизны, измеренный в центре пластины вдоль большей ее стороны, равным 20 м. Аналогичные расчеты были выполнены для подложки, обратная сторона которой имела форму вогнутого параболического цилиндра с перепадом высот от 5 до 0.5 мм. Результаты расчетов показали, что пластина Si приобретает профиль эллиптического параболоида, с локальным радиусом кривизны в центре образца равным 1.2 м.

Экспериментальная часть

Экспериментальные исследования изменения профиля поверхности РЭ при его нагреве проходили на образце прямоугольной формы с размером основания $9 \times 15 \text{ мм}^2$ и параметрами слоев: подложка – кварцевое стекло толщиной 200 мкм; клеевой слой

– эпоксидная смола ЭДП толщиной 50 мкм; РЭ – монокристаллическая пластина Si(100) толщиной 435 мкм.

Кривизна пластины Si(100) измерялись на дифрактометре Bruker D8 Discover (CuK $_{\alpha 1}$ -излучение, размеры фокусного пятна 0.1×10 мм²). Сечения профиля поверхности определялись по смещению кривых качания Si(400), снимаемых при перемещении области засветки вдоль координаты Y его поверхности. Исследование топографии поверхности РЭ в составе ИМ также проходило на профилометре Bruker Contour GT-K (рис. 2а). Для изменения температуры изгибного модуля нами использовался элемент Пельтье, к которому образцы крепились с

помощью теплопроводной пасты и силиконового герметика. Температуру на поверхности пластины контролировали термопарой хромель-капель с точностью 0.5°C.

После склейки РЭ приобрел параболический профиль с радиусом кривизны 3.7 м, измеренный вдоль большей его стороны (рис. 2). Из рис. 2 видно, что при нагреве ИМ радиус кривизны монокристаллической пластины увеличивается, при температуре 33 °C ее поверхность становится плоской. При дальнейшем увеличении температуры поверхность пластины снова приобретает параболический профиль с отрицательным радиусом кривизны.

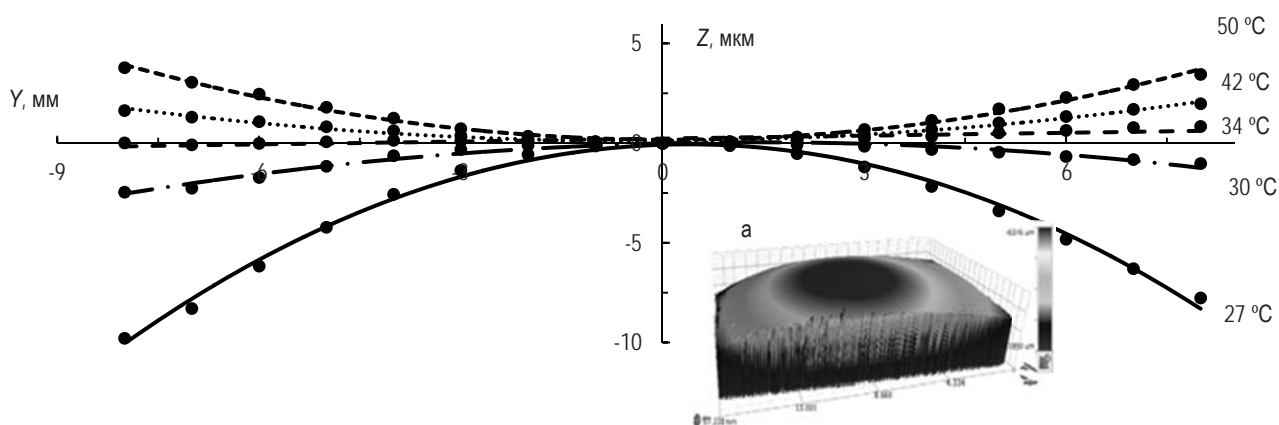


Рис. 2. Температурная зависимость профиля поверхности пластины Si в составе изгибного модуля. а – профиль поверхности пластины Si, измеренный на профилометре Bruker Contour GT-K при температуре 25 °C.

Заключение

Результаты проведенных исследований показали возможность формирования РЭ с заданным профилем и радиусом кривизны их поверхности путем изменения формы подложки входящей в изгибный модуль и изменением его температуры. В частности, средствами моделирования и по полученным экспериментальным данным, показана возможность получения параболических и эллиптических профилей поверхности РЭ. Полученные результаты могут быть использованы при создании адаптивных элементов рентгеновской оптики для двумерной фокусировки и коллимации рентгеновского пучка.

Литература

1. Carolyn Atkins // Proc. of SPIE Vol. 6721 67210T-2 (2008)
2. M.C. Weisskopf // Adv. Space Res. Vol. 32, No. 10, pp 2005-2011 (2003).
3. F. Jansen et al. // A&A 365, L1-L6 (2001).
4. R.A. Windhorst et al. // New Astronomy Reviews 50, 121-126 (2006).
5. M. Roche // Proc. of SPIE Vol. 9965 99650I-1 (2016).
6. K. Sawhney, S. Alcock, R. Signorato // Proc. of SPIE Vol. 7803 780303-2 (2010).
7. В.Н. Трушин, В.В. Грибко, А.С. Маркелов, Е.В. Чупрунов // Материалы XX Международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника», Т. 1, с. 417 (2016).

Низкотемпературная металло-индуцированная кристаллизация Si в абсорбционных пленочных Al/Si, Zr/Si и MoSi₂-Al-MoSi₂ фильтрах

С.А. Гусев, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин*, Н.Н. Салащенко, Д.А. Татарский, Н.Н. Цыбин

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

*luchin@ipm.sci-nnov.ru

Изучаются причины низкопороговой деградации кремнийсодержащих пленочных фильтров ЭУФ-диапазона при относительно небольших тепловых нагрузках. Показано, что в результате вакуумного отжига при температуре менее 200 °С происходят структурные изменения, проявляющиеся в формировании поликристаллических слоев или дендритных каналов кремния. Частичное разрушение слоев металла снижает блокирующие свойства фильтров.

Кремний и силициды некоторых металлов достаточно прозрачны в экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне для использования в качестве упрочняющих прослоек и защитных покрытий многослойных пленочных фильтров. Наряду с прочностью и необходимыми оптическими характеристиками в некоторых применениях к фильтрам предъявляются высокие требования по термостабильности параметров и термостойкости. Если в диапазоне, включающем 13.5 нм (длину волны ЭУФ-наноитографа), найдены термостойкие многослойные композиции, например, Mo/ZrSi₂ с MoSi₂ защитными крышками, то в важной для солнечной астрономии области спектра 17–60 нм выбор прозрачных материалов весьма ограничен и без Al и Si трудно обойтись. Проблема термостойкости фильтров для солнечных телескопов будет особенно актуальна при создании аппаратуры для проекта «Интергелиозонд» [1], в котором наблюдения за Солнцем планируется проводить с близких орбит.

В настоящей работе исследуются процессы кристаллизации в кремнийсодержащих пленочных структурах при относительно низкотемпературном вакуумном отжиге.

Методики эксперимента

Экспериментальные образцы приготовлены по методике, применяемой при изготовлении свободно-висящих ЭУФ-фильтров. Образец представляет собой кварцевую рамку с выловленной пленкой. В пределах окна 9×9 мм пленка является свободно-висящей и нагревается пропускаемым через нее то-

ком. Для получения необходимых для измерения температуры данных об излучательной способности пленки того же состава напылялись на полированную поверхность миниатюрной вакуумной печи, оснащенной термопарой. Определение структуры многослойных свободновисящих пленок проводилось методами электронной микроскопии с использованием возможностей микроскопов LIBRA 200 MC и SUPRA 50 VP.

Результаты и обсуждение

Исследовалось влияние теплового воздействия при вакуумном отжиге следующих кремнийсодержащих структур: {(Al-3нм/Si-2нм)×37} (толщина слоя Al в периоде – 3 нм, Si – 2 нм, количество периодов N = 37); {(Zr-1.7нм/Si-0.6нм)×25} и {MoSi₂-2.5нм, Al-72нм, MoSi₂-2.5нм}. В исходных образцах по данным микродифракции металлические слои имели поликристаллическую (Al) или нанокристаллическую (Zr) структуру. На дифракционной картине присутствовало размытое кольцо, принадлежащее аморфному кремнию. В результате отжига в течение суток при плотности мощности $q = 0.05$ Вт/см², выделяемой в пленке Al/Si, регистрировалось появление интенсивных рефлексов Si (111) (рис. 1). При отжиге Zr/Si-пленки также наблюдалось образование поликристаллического кремния.

В одной из моделей процесса образования поликристаллического кремния в присутствии металла, проиллюстрированной ТЕМ исследованием поперечного сечения Al/Si многослойной пленки с высоким разрешением, показано, как в слоях Al (111)

появляются зародыши Si (111) и, разрастаясь, вытесняют алюминий, постепенно разрушая слоистую структуру (при температуре 175 °С) [2]. В нашем случае (при 140 °С) существенного разрушения слоев, видимо, еще не происходит.

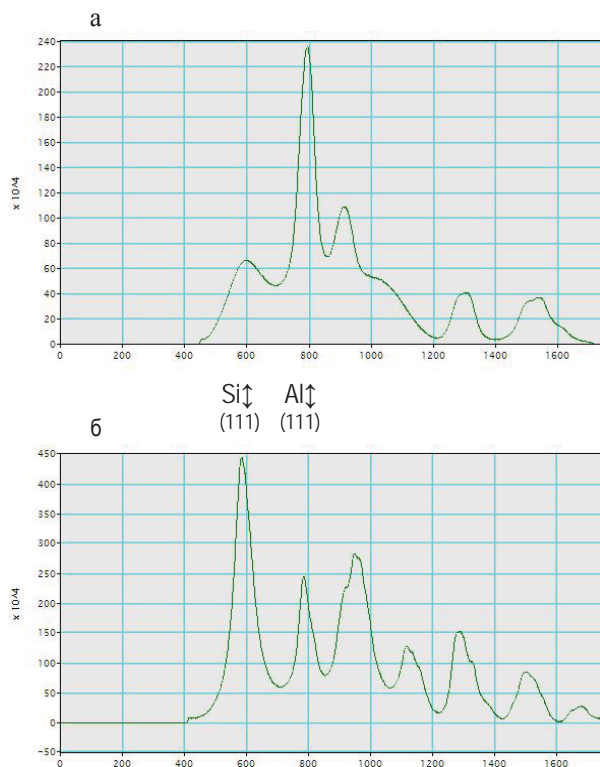


Рис. 1. Распределение интенсивности в микродифракционной картине Al/Si-пленки до (а) и после отжига при $q = 0.05$ Вт/см² (140 °С) (б). Стрелками отмечено положение рефлексов Si (111) и Al (111) решеток.

При отжиге в течение суток алюминиевой пленки с MoSi₂ защитными покрытиями наблюдалось образование дендритных структур размером 10–15 мкм, прозрачных в видимом диапазоне. Порог этого эффекта – 0.1 Вт/см² (250°С). Известно дендритное поведение роста кристаллов во время металлоиндуцированной кристаллизации кремния [3]. Микрофотографии в рентгеновских линиях (рис. 2, а,б) и картина микродифракции показывают, что мы наблюдаем именно этот эффект. Как показал рентгеновский микроанализ элементного состава, содержание Si в области дендритного роста на порядок превышает эту величину вне зоны роста. Напротив, содержание Al – в полтора раза меньше. Обратим также внимание на деформацию в дендритной области (рис. 2, в), связанную с изменением в ней среднего удельного объема.

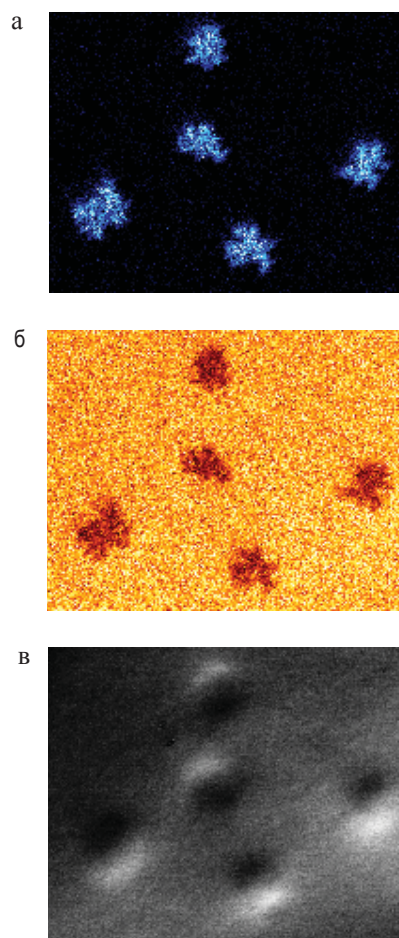


Рис. 2. Карты распределения элементов в рентгеновских линиях Si (а) и Al (б) и микрофотография поверхности отожженного в вакууме при $q = 0.15$ Вт/см² (320 °С) образца {MoSi₂-2.5нм, Al-72нм, MoSi₂-2.5нм} во вторичных электронах (в).

Итак, металло-индуцированная кристаллизация кремния, по-видимому, является самым низкотемпературным фактором, приводящим к деградации многослойных кремнийсодержащих фильтров и определяющим допустимую тепловую нагрузку.

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

Литература

1. S.A. Bogachev, N.I. Chkhalo, S.V. Kuzin et al. // Appl. Opt., V. 55, 2126 (2016).
2. T.J. Konno, R. Sinclair // Philosophical Magazine B, V. 66, 749 (1992).
3. S.R. Herd, P. Chaudhari, M.H. Brodsky // J. Non-Crystall. Solids, V. 7, 309 (1972).

Рентгеновский источник с прострельной мишенью и перестраиваемой длиной волны

Н.А. Дюжев^{1, *}, М.А. Махиборода¹, Г.Д. Демин^{1, §}

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

* djuzhev@unicm.ru, §gdemin@gmail.com

В работе описан разработанный рентгеновский источник, состоящий из тонкопленочной прострельной мишени с автоэмиссионным катодом, что позволяет получать перестраиваемую длину волны. Предложенное совмещение мишени с рентгеновским окном на кремниевой мембране облегчает миниатюризацию рентгеновского источника, а использование холодного катода повышает чистоту вакуума, обеспечивает меньшее энергопотребление и лучшее быстродействие в широком диапазоне температур. Подобные разработки ведут к созданию нового класса сканирующих и мультиспектральных микрофокусных рентгеновских источников.

Введение

В настоящее время современная геология, медицинская техника, системы безопасности, а также передовое аналитическое и технологическое оборудование ощущают острую потребность в создании портативных миниатюрных рентгеновских источников с малым энергопотреблением для оперативного анализа структуры различных объектов [1]. Данные источники позволяют реализовать высокоточную фокусировку рентгеновского излучения в широком диапазоне длин волн и в силу сверхмалой мощности являются практически безвредными для человека. Однако использование традиционного накального эмиттера в источнике может привести к быстрой эрозии термокатода в процессе его разогрева и сопутствующему загрязнению прострельной мишени. Кроме того, высокая стоимость и низкая технологичность изготовления бериллиевых рентгеновских окон побуждает к рассмотрению альтернативных конструкций. В связи с этим предлагается новая концепция рентгеновского источника с автоэмиссионным вертикальным катодом лезвийного типа, отделенным вакуумным зазором от различных типов металлической прострельной мишени, отличающихся по своему составу и расположенных на кремниевой мембране, выполняющей роль рентгенопрозрачного окна. В такой конструкции рентгеновского источника возможно направлять эмиссионный ток к заданному типу мишени, что приводит к перестройке длин волн генерируемого рентгеновского излучения. По результатам моделирования выбраны оптимальные параметры мишени, обеспечивающие предельно достижимую интенсивность рентгеновского излучения в заданном диапазоне длин волн. Разработан стенд для исследования полевой эмиссии в триодной струк-

туре рентгеновского источника, и измерены токи эмиссии катодно-сеточного узла.

Концептуальная модель структуры рентгеновского источника и измерительный стенд для снятия автоэмиссионных характеристик

При разработке миниатюрного рентгеновского источника важно подобрать оптимальную конструкцию триодной структуры, состоящую из наноразмерного катода, управляющих сеточных электродов и анодной пленки с целью получения тока эмиссии, достаточного для генерации рентгеновского излучения в прострельной мишени при сохранении минимального энергопотребления. Ранее в работе [2] было показано, что максимальное усиление электрического поля на поверхности катода достигается в конструкции с круговым сеточным электродом и вертикальной геометрией катода, превосходящее данный параметр в структурах с плоскостной геометрией катода, а также изолированным сеточным электродом. Таким образом, в процессе разработки измерительного стенда была предложена концептуальная модель рентгеновского источника, основанная на геометрии триодной автоэмиссионной структуры с вертикальным лезвийным катодом, показанной на рис. 1. В качестве материалов мишени в работе рассматривались W ($Z=74$) и Mo ($Z=42$) как наиболее подходящие материалы для генерации излучения. Для измерения автоэлектронной эмиссии в катодно-сеточном узле триода был разработан специальный измерительный стенд с простейшей электронно-оптической системой для визуализации эмиссионного тока.

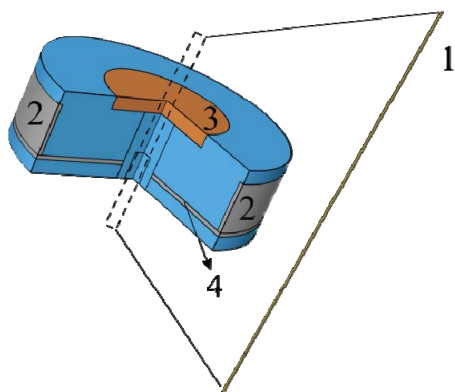


Рис. 1. Модель триодной автоэмиссионной структуры, используемой в разработанном стенде рентгеновского источника (1 – лезвийный катод, 2 – сеточные электроды, 3 – прострельная мишень (анод), 4 – электрод для закрепления лезвийного катода).

На рис. 2 показано свечение люминофорной поверхности экрана через иллюминатор вакуумной камеры во время измерений.

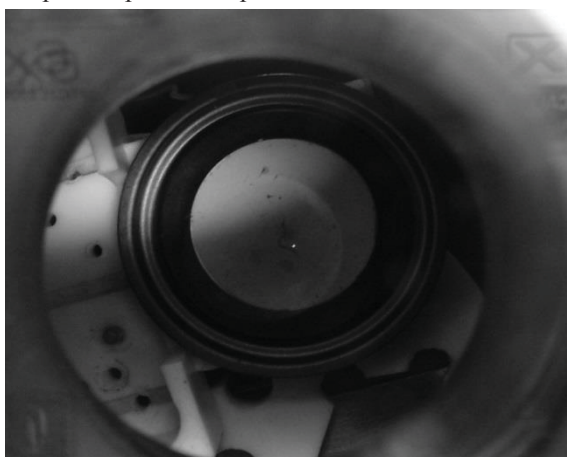


Рис. 2. Свечение люминофорной поверхности экрана разработанного измерительного стенда в процессе полевой эмиссии катодно-сеточного узла.

Далее представлены результаты моделирования рентгеновского излучения для различных материалов прострельной мишени и экспериментально снятые на разработанном измерительном стенде эмиссионные токи триодной структуры с наноразмерным лезвийным катодом.

Результаты. Моделирование и эксперимент

Для диапазона энергий электронного пучка от 10 до 40 кэВ в программном пакете Win X-Ray [3] были промоделированы зависимости интенсивности рентгеновского излучения $\varphi(\rho z)$ от толщины про-

стрельной мишени d (для W и Mo), на основе которых рассчитаны толщины анодной пленки, позволяющие достигнуть максимума интенсивности генерируемого рентгеновского излучения при различных длинах волн (рис. 3).

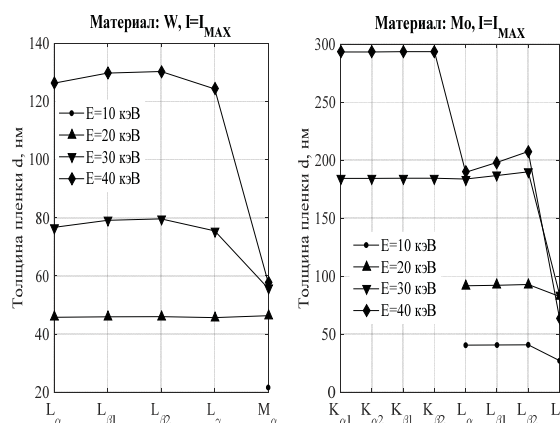


Рис. 3. Толщина прострельной мишени, соответствующая максимуму интенсивности рентгеновского излучения заданной длины волны для материалов W и Mo в указанном диапазоне энергий падающего электронного пучка.

Как показано на рис. 3, переход между различными материалами мишени позволяет значительно варьировать диапазон длин волн характеристического рентгеновского излучения, в то время как увеличение энергии приводит к генерации дополнительных пиков. При этом ток эмиссии порядка 75 мкА, достаточный для генерации такого излучения, достигается при использовании массива из 850 нанокатодов в триодной структуре. Данная величина по порядку соответствует результатам измерений на стенде, где значение тока эмиссии составляло 47.2 мкА при напряжении на сетке 900 кВ. Полученные результаты могут быть применимы при разработке нового поколения микрофокусных рентгеновских источников с перестраиваемой длиной волны.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ ГК № 14.578.21.0188 (RFMEFI57816X0188).

Литература

1. A. Basu, M.E. Swanwick, A.A. Fomani et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 48, 225501 (2015).
2. J. Kim, J. Kim, H. Oh, M. Meuyappan et al. // J. Vac. Sci. Technol., V. 34, 042201 (2016).
3. R. Gauvin, E. Lifshin, H. Demers et al. // Microsc. Microanal., V. 12, 49-64 (2006).

Новые методы и подходы при изготовлении проекционного объектива для стенда ЭУФ литографа

М.В. Зорина, С.Ю. Зуев, И.В. Малышев, В.Н. Полковников, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, А.А. Кочетков, М.Н. Торопов*, Н.И. Чхало

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

* toropov@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе приводятся результаты изготовления проекционного объектива для стенда ЭУФ литографа с рабочей длиной волны 13.5 нм, построенного по схеме Шварцшильда с 2-мя асферическими зеркалами. Обсуждаются новые методы и подходы, которые были применены для повышения точности измерений формы поверхности асферических зеркал и волновых aberrаций объектива с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения.

Введение

В настоящее время проекционная литография DUV (Deep UltraViolet) глубокого ультрафиолетового излучения с длиной волны 193 нм является ключевой технологией при производстве элементов микроэлектроники. Благодаря применению различных методов улучшения изображений (маски-шаблоны с фазовым сдвигом, иммерсионные жидкости, технология двойной и четверной экспозиции) разрешение современных литографических установок уже превзошло дифракционный предел и достигает 16 нм, а в лабораторных условиях до 8 нм. Физически и экономически оправданное освоение технологических норм 10–32 нм в микроэлектронике связывается с проекционной литографией экстремального ультрафиолетового диапазона (ЭУФ) с длиной волны 13.5 нм, которая обеспечит требуемые нормы без привлечения сложных, дорогостоящих и резко снижающих производительность методов улучшения разрешения. В ИФМ РАН, впервые в России, был разработан и запущен в работу стенд ЭУФ нанолитографа с рабочей длиной волны 13.5 нм и расчетным пространственным разрешением 30 нм [1]. Были получены первые результаты по формированию микроструктур в виде полос, отлажены механизмы работы всех систем. Удалось разрешить полосы шириной на уровне 1 мкм. Таким образом, разрешение оказалось примерно в 30 раз хуже, чем обеспечивают aberrации проекционного объектива [2]. Анализ экспериментальных результатов показал, что aberrации проекционного объектива обеспечивают искажение изображения по полю зрения менее 100 нм. Основной причиной

столь низкого пространственного разрешения проекционной схемы является появление больших шероховатостей зеркал в области средних пространственных частот ($10^{-3} - 1 \text{ мкм}^{-1}$) на этапе изготовления, которые приводят к размытию изображения. В данной работе приводятся результаты изготовления асферических зеркал для нового проекционного объектива, коррекция которых проводилась при нормальном падении ионов на деталь, при которой шероховатость поверхности не развивается [3]. Для измерений формы асферических поверхностей разработана и применена на практике новая математическая модель.

Методика эксперимента

Для измерения формы поверхности асферических зеркал и волновых aberrаций проекционного объектива для стенда ЭУФ нанолитографа применяется интерферометр с дифракционной волной сравнения (ИДВС) на основе одномодового оптического волокна с субволновой выходной апертурой [4]. Дополнительно используются корректоры волнового фронта для преобразования эталонного сферического фронта в асферический. Для учета деформаций фронта, обусловленных погрешностями корректора, его поверхности должны быть только сферическими, для того чтобы их можно было измерить с субнанометровой точностью с помощью ИДВС, что и было реализовано в методике, подробно описанной в [5].

Однако этот метод не учитывает отклонение толщины корректора от номинального значения, неод-

нородности стекла и качество юстировки волнового корректора в оптической системе.

Для решения данной проблемы и увеличения точности измерений асферических поверхностей была разработана новая методика, принцип работы которой изложен в [6] и заключается в следующем. Делается несколько измерений зеркала с поворотами 0° , 120° и 270° . Далее с помощью математического алгоритма обработки результатов производится разделение ошибок формы поверхности зеркала и aberrаций корректора. В данном случае, aberrации корректора волнового фронта включают в себя также ошибки настройки оптической схемы, наблюдательной системы и др. Недостатком данного метода является только то, что невозможно точно разделить осесимметричные ошибки в системе, что приводит к необходимости использования дополнительной информации о корректоре.

Для повышения точности измерений ИДВС использовался фазовый режим регистрации интерферограмм.

Результаты и обсуждения

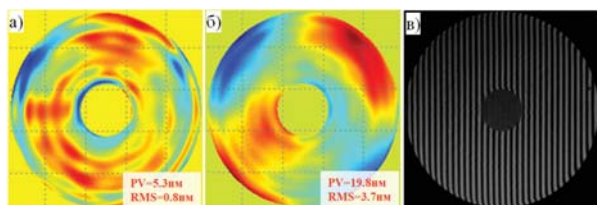


Рис. 1. Результаты математической обработки после 16 коррекции асферического зеркала M2: а) карта ошибок формы поверхности M2; б) aberrации корректора волнового фронта; в) интерферограмма.

С использованием данного метода было изготовлено асферическое зеркало M2 для стенда ЭУФ литографа с исходными параметрами $PV = 177\text{нм}$, $RMS = 21\text{нм}$. На рис. 1(а) приведены результаты математической обработки измерений формы поверхности M2 после 16-й коррекции с вычетом aberrаций корректора волнового фронта ($PV = 5.3\text{нм}$, $RMS = 0.8\text{нм}$). На рис. 1(б, в) приведена карта aberrаций корректора волнового фронта ($PV = 19.8\text{нм}$, $RMS = 3.7\text{нм}$) и интерферограмма суммарных ошибок. Видно, что на последней стадии коррекций, ошибки вносимые корректором в процессе измерений превосходят ошибки формы поверхности исследуемого зеркала. Абсолютная среднеквадратическая ошибка измерений составила $\sim 0.6\text{нм}$.

После изготовления асферического зеркала M2 на его поверхность была напылена бесстрессовая высокоотражающая многослойная структура на основе Mo/Si, коэффициент отражения которой на рабочей длине волны составил 68%. Измерения и коррекции асферического зеркала M1 проводились в составе двухзеркального проекционного объектива, где в качестве зеркального корректора волнового фронта выступало асферическое зеркало M2. На рисунке 3 (а) показана схема измерений aberrаций проекционного объектива, а на рисунке 3 (б, в) – его фотография в стенде ЭУФ литографа на завершающем этапе коррекции.

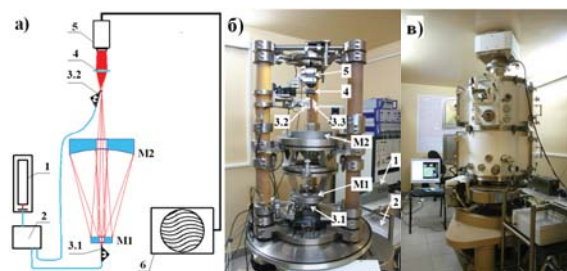


Рис. 2. 1 – He-Ne лазер; 2 – поляризационный контроллер; 3.1, 3.2, 3.3 – источник сферической волны, 4 – изображающая линза, 5 – CCD камера, 6 – компьютер, M1 – выпуклое асферическое зеркало, M2 – вогнутое асферическое зеркало.

В докладе будут представлены результаты измерений aberrаций проекционного объектива, и обсуждаться проблемы, возникшие на этапе его коррекции. Контроль шероховатостей формы поверхностей зеркал во всем диапазоне пространственных частот производился с помощью АСМ.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-07-00306.

Литература

1. М.М. Барышева // Успехи физических наук. т. 182. № 7. 2012. С.727-747.
2. Д.Г. Волгунов и др. // Известия РАН. Сер. физ. Том 77. № 1. 2013. С. 4-8.
3. N.I. Chkhalo et al. // Appl. Opt. Vol. 55, № 6. P. 1249-1256 (2016).
4. Chkhalo N.I. et al. // Rev. Sci. Instrum. V. 79. 033107. 2008.
5. С.Ю. Зуев и др. // Известия РАН. Серия физическая. Том 75. № 1. 2011. С. 61-64.
6. N.I. Chkhalo et al. // Applied Optics, Vol. 55, № 3, P. 619-625 (2016).

Возможности ионно-пучковой полировки поверхности массивного бериллия

М.В. Зорина^{1*}, А.В. Мильков², А.Е. Пестов¹, В.Н. Полковников^{1,3}, И.Л. Струля²,
Н.И. Чхало¹

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

2. ОАО «Композит», Пионерская, Московская область, г. Королёв, 141070

3. Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

mzor@ipmras.ru

В работе рассматривается возможность сглаживания поверхности массивного Ве методом ионно-пучковой полировки. В связи с появлением новых, более мощных источников мягкого рентгеновского и ЭУФ излучения остро встала проблема радиационно-стойких зеркал. При использовании МРЗ помимо ухудшения изображающих свойств, нагрев зеркал может привести к деградации их коэффициентов отражения. Очевидным решением проблемы является использование материалов подложек для МРЗ с высокими коэффициентами теплопроводности.

В качестве материала подложек значительный интерес представляет бериллий, так как сочетание высоких теплофизических характеристик с низкой весовой плотностью делают его уникальным материалом. В качестве критерия при выборе материала для оптических элементов, характеризующего возможные искажения оптической поверхности при воздействии мощных потоков излучения, используется коэффициент локальных деформаций $CD = \alpha \cdot \rho \cdot c / \gamma$. Чем меньше этот коэффициент, тем меньше деформации поверхности зеркал, вызванные воздействием мощного потока рентгеновского излучения. Для бериллия ($\alpha = 10^{-5}$ К⁻¹, $\rho = 1.85 \cdot 10^3$ кг/м³, $c = 1560$ Дж/(кг·К), $\gamma = 200$ Вт/(м²·К)) этот коэффициент составляет $CD = 0.144$ и уступает только SiC ($CD = 0.054$), и являющемуся одним из наиболее радиационно-стойких материалов при нормальных температурах.

При практическом использовании Ве имеет ряд преимуществ по сравнению с SiC. Так, существенно проще и дешевле механическая обработка, в том числе возможно изготовление любых сложных форм, недоступных для SiC. Почти в 2 раза меньший вес делает этот материал очень перспективным для космических приложений, для оптических систем сканирования и механической модуляции потоков излучения.

Специфика применения подложек для МРЗ связана с высочайшими требованиями к микрошероховатости поверхности. Препятствием на пути широкого использования Ве является большая шероховатость поверхности после механической полировки. Одним из методов финишной полировки оптических

деталей является ионно-пучковое травление, однако данные по коэффициентам распыления и влиянию ионно-пучкового травления на шероховатость бериллия в литературе отсутствуют.

В работа [1] была изучена топология поверхности массивного образца Ве и ее динамика в процессе травления ионами неона с энергией 400 эВ и углами падения 0°. Однако при травлении поверхности чистого массивного бериллия наблюдается появление «ям» на поверхности, связанных с увеличенной скоростью распыления в «дефектных» областях поверхности, возможно области между отдельными кристаллитами поликристаллического образца или места локализации примесей.

Для изучения динамики травления Ве в работе [2] в качестве экспериментальных образцов использовались пленки Ве толщиной 200 нм, нанесенные методом магнетронного распыления на кремниевые подложки размером 15x15 мм.

Эксперимент показал лишь незначительное улучшение эффективной шероховатости поверхности от 2,5 до 1,4 нм. И для получения супергладких поверхностей бериллия была применена методика, когда на поверхность Ве наносится тонкий слой аморфного кремния, поверхность которого затем подвергается ионно-пучковой полировке.

Эта методика [2] позволила сгладить шероховатость поверхности Ве с 1.3 нм до уровня суперполированной кремниевой платины $\sigma_{\text{eff}} = 0.29$ нм.

Результат применения этого метода для сглаживания образцов из массивного Ве иллюстрирует рис. 1.

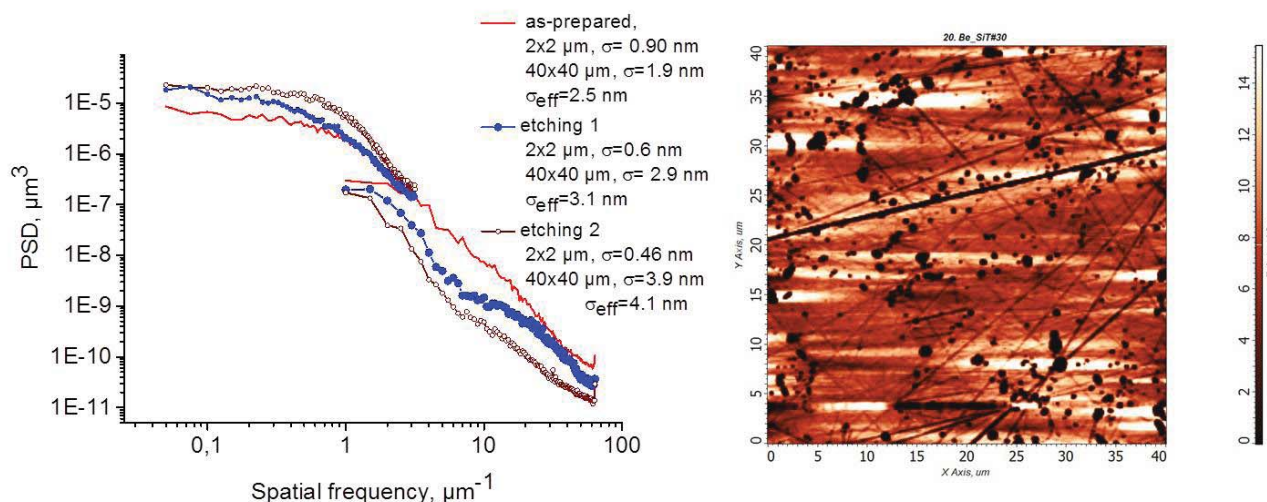


Рис. 1. PSD-функции шероховатости и АФМ изображение Be/Si образца после травления ионами Ar.

На рис. 1 приведено АСМ изображение и PSD функция шероховатости, полученные после нанесения и травления ионами с энергией 800 эВ кремниевой пленки толщиной 200 нм. Из кривых PSD видно, что произошло сглаживание микрошероховатости с исходной 0,9 нм до 0,46 нм. Однако, появление на поверхности большого числа ямок не позволило уменьшить среднечастотную шероховатость до уровня, требуемого для рентгенооптических приложений. В частности, приведенный на рис. 2 кривые отражения, показывают, что коэффициент отражения Mo/Si многослойного зеркала вырос с 3% для исходной поверхности Be, до 32%, при коэффициенте отражения на свидетели 64%.

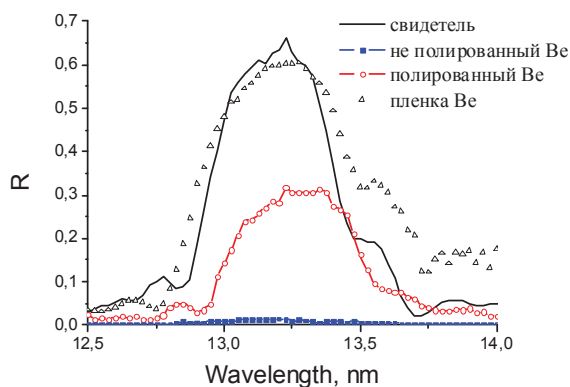


Рис. 2. Спектральные, в области 13,5 нм, зависимости коэффициентов отражения зеркал, нанесенных на свидетель и Be образцы.

Для решения этой проблемы были изучены структуры следующего состава массивный бериллий-многослойная Al/Zr структура-Si (200 нм). В основе этого подхода лежит описанное в [3] явление размытия профиля штрихов дифракционной решетки по мере роста многослойной структуры. Ожидается, что это покрытие позволит «закрыть» поверхности бериллия. В докладе будут представлены первые экспериментальные результаты применения этого метода.

Литература

1. М.В. Зорина, Ю.А. Вайнер, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, И.Л. Струля, Н.И. Чхало / Модификация поверхности бериллия ионно-пучковым травлением // Матер. Совещания «Рентгеновская оптика-2016». Черногловка, 26-29 сентября 2016 г. С. 26-28.
2. N.I. Chkhalo, M.S. Mikhailenko, A.V. Mil'kov, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, I.L. Strulya, M.V. Zorina, S.Yu. Zuev / Effect of ion beam etching on the surface roughness of bare and silicon covered beryllium films // Surface and Coatings Technology, Volume 311, 15 February 2017, P. 351–356
3. L. Goray, M. Lubov / Nonlinear continuum growth model of multiscale reliefs as applied to rigorous analysis of multilayer short-wave scattering intensity. I. Gratings // J. Appl. Cryst. (2013). 46, 926-932.

Исследование эффективности голографических дифракционных решеток в оптической схеме монохроматора с неизменной суммой углов падения и дифракции

С.Ю. Зувев¹

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

zuev@ipmras.ru

Исследованы угловые и спектральные характеристики эффективности голографических дифракционных решеток с одинаковой плотностью штрихов $\rho=400 \text{ мм}^{-1}$, но разной глубиной штриха для применения их в монохроматоре с оптической схемой Черни-Тернера.

Введение

Разработанный и собранный в ИФМ РАН новый рефлектометр с лазерно-плазменным источником (ЛПИ) имеет в основе монохроматора оптическую схему Черни-Тернера и описан подробно ранее в публикации [1]. Предложенная оптическая схема монохроматора имеет определенные конструктивные преимущества. Она обеспечивает создание измерительного стенда с неподвижным источником на входе монохроматора и фиксированным в пространстве выходным пучком. Используемые в прежних конструкциях рефлектометров рентгеновские трубки (РТ) имели достаточно спектрально-узкое выходное излучение характеристических линий используемых материалов на незначительном фоне непрерывного тормозного спектра, что фактически не создавало проблемы загрязнения монохроматического излучения высшими порядками коротковолнового спектра. Решению этой проблемы способствовало использование зеркальных фильтров коротковолнового излучения основанных на эффекте ПВО длинноволнового излучения. Лазерно-плазменный источник имеет широкий спектр излучения [2], что является одновременно и его преимуществом и усложняет задачу его применения. Одной из важнейших задач является подбор и изготовление оптимальной решетки для монохроматора Черни-Тернера. Исследование эффективности решеток в рабочем диапазоне длин волн и доли высших порядков дифракции и рассеянного излучения в выходном монохромном пучке является важной частью задачи выбора. Для этой цели были

изготовлены 3 голографические решетки с разной глубиной штриха и одинаковой плотностью штриховки $P = 500 \text{ мм}^{-1}$.

Исследование решеток

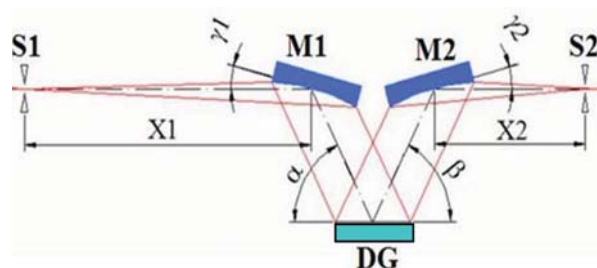


Рис. 1. Схема монохроматора Черни-Тернера.

Особенностью работы решетки в этой оптической схеме является постоянство суммы углов падения α и дифракции β , составлявшая $\alpha+\beta=12^\circ$ см. рис. 1. С учетом плотности штрихов эта конфигурация обеспечивала расчетный спектральный рабочий диапазон решетки от 0 до 54.6 нм в первом порядке дифракции. Дифракция исследовалась в области углов $\alpha>\beta$, что соответствует работе решетки в рефлектометре и кроме того обеспечивает регистрацию дифрагированного пучка. В измерительном стенде на решетку падал практически параллельный пучок характеристического излучения сечением $0.8 \times 2.5 \text{ мм}$, что обеспечивало его полную регистрацию приемником с входным окном $2.5 \times 8 \text{ мм}$.

Доступные характеристические линии излучения РТ позволяли измерить эффективность решетки в 7-ми точках спектрального диапазона (4.5, 6.4, 8.2, 11.4, 13.5, 17.1, 25.1) нм и 8-я точка 30.4 нм исследовалась с газоразрядным источником на линии двух-

кратно-ионизированного Не. Проведенные измерения подтвердили ожидаемую практически полную симметрию дифракции относительно направления падения зондирующего пучка.

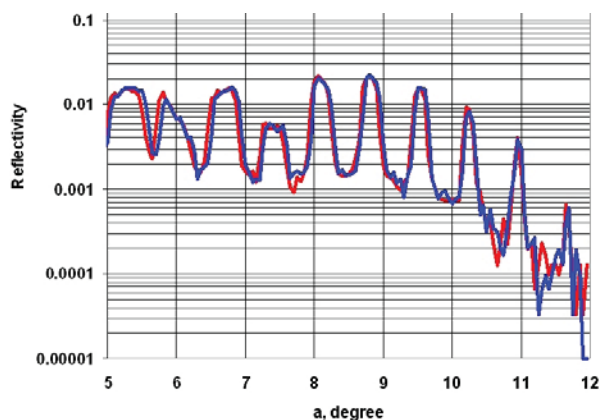


Рис. 2. Угловая характеристика порядков дифракции голографической решетки на длине волны 6.44 нм.

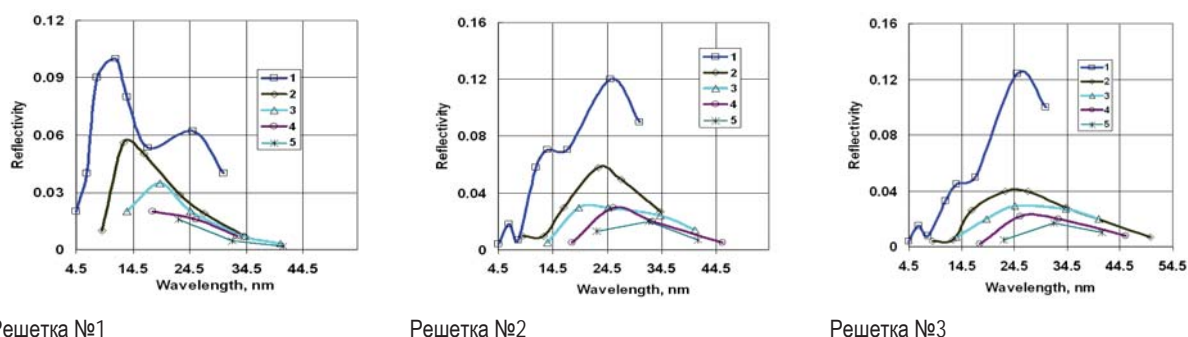


Рис. 3. Спектральные характеристики эффективности исследуемых решеток в 1-м порядке дифракции и проекции высших порядков дифракции (2-5) в рабочую область решетки.

Выводы

Немонотонность угловой характеристики решетки отражается и на ее спектральных характеристиках эффективности, что хорошо заметно на характеристиках решеток № 2 и № 3 см. рис. 3.

Монотонный спад эффективности решеток в длинноволновой области связан с эффектом уменьшения рабочей площади штрихов на малых углах дифракции.

По этой причине следует полагать, что эффективность решеток на длинноволновой границе рабочего диапазона стремится к нулю. Очевидно, это происходит тем быстрее, чем больше глубина штриха.

Несомненно, что на эффективность решеток в исследуемом диапазоне большое влияние оказывает материал решеток или их покрытия. В нашем случае все решетки были стеклянными и без покрытия.

На примере угловой характеристики дифракции (рис. 2) хорошо видна симметричность дифракции от направления падения луча. Измерениям соответствуют практически совпадающие линии разного цвета. Легко заметить также и немонотонный характер поведения угловой характеристики эффективности ре решетки.

На приведенной кривой наблюдается провал в 0-м и 2-м порядках. Начиная с 3-го порядка эффективность стабилизируется и монотонно убывает после 4-го порядка.

Другим негативным свойством голографических решеток оказалась их высокая эффективность в высших порядках дифракции, проецируемая в ее рабочую область. Этот факт значительно усложняет применение решеток в схеме рефлектометра и приводит к необходимости применения сложного набора фильтров подавления коротковолнового излучения, понижая, тем самым, эффективность применения всего стэнда.

Литература

1. О. Догадин, С.Ю. Зуев, Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2015. № 7. С. 77–86.
2. E.M. Gulikson, J.H. Underwood et al. // J. of X-ray science and technology, 1992, 3, 283-299.

Al-содержащие абсорбционные фильтры ЭУФ диапазона для будущих космических проектов

С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Н.Н. Салащенко, Д.А. Татарский, Н.Н. Цыбин *

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

*
tsybin@ipmras.ru

Показано, что наличие двухсторонних защитных покрытий (таких как MoSi_2 , Si, AlN) нанометровой толщины повышает механическую прочность Al пленок. Продемонстрировано, что MoSi_2 защитные покрытия обеспечивают высокую временную стабильность оптических свойств ЭУФ фильтра, однако при нагреве до температур выше 190°C блокирующие свойства $\text{MoSi}_2/\text{Al}/\text{MoSi}_2$ фильтра ухудшаются вследствие образования обогащенных кремнием каналов в слое Al.

Введение

Al тонкопленочные спектральные фильтры на поддерживающей мелкоячеистой сетке применяются с того времени, когда стали возможными космические наблюдения за Солнцем в экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне длин волн. Достоинством алюминиевых фильтров является то, что при толщине 150 нм они обеспечивают подавление видимого и инфракрасного излучения и при этом имеют высокое пропускание в диапазоне длин волн 17-60 нм, в котором расположены многие интенсивные линии, излучаемые солнечной короной.

Для современных телескопов требуются входные спектральные фильтры на сетках с большим (5 мм и более) шагом ячейки поддерживающей сетки, чтобы уменьшить искажения изображения, вызванные дифракцией света на регулярной сетке. Однако увеличение размера ячейки уменьшает прочность фильтра и создает угрозу его повреждения при выводе наблюдательной аппаратуры на орбиту. Однослойная пленка Al имеет невысокую прочность, и для ее применения необходимо определить максимально допустимый размер ячейки поддерживающей сетки, также рассмотреть возможные варианты упрочнения пленки.

Другой важной задачей является разработка входных фильтров, способных выдержать нагрев до высоких температур, которые нужны в тех миссиях, в которых наблюдения за Солнцем планируется проводить с близких к звезде расстояний [1]. Алюминий является перспективным материалом, так как имеет высокое (более 85% при толщине 150 нм) отражение в ИК и видимом диапазонах длин волн, на которые приходится максимальная плотность

солнечного излучения. Вопрос же термической стойкости Al пленок остается малоизученным.

Для пленочных фильтров важным параметром является временная стабильность оптических характеристик. Известно, что Al пленка окисляется при нахождении на воздухе, что ведет к ухудшению оптических характеристик фильтра. Для защиты от окисления Al необходимо использовать защитные покрытия.

Данная работа посвящена исследованию термических и механических свойств пленочных структур на основе Al.

Методики экспериментов

Для изучения временной стабильности методом магнетронного напыления были изготовлены образцы свободновисящих пленок Al с защитными покрытиями и проведены измерения их пропускания в ЭУФ диапазоне непосредственно после изготовления и через некоторые промежутки времени. Сравнение образцов на механическую прочность проводилось на стенде, в котором создавался перепад давления между сторонами свободновисящей пленки и измерялся предельный перепад, при котором происходил разрыв. Отжиг пленок осуществлялся в вакууме за счет джоулевого тепла, выделявшегося в пленке при пропускании через нее электрического тока.

Результаты и обсуждение

В качестве двухсторонних защитных покрытий для Al пленки были предложены MoSi_2 и AlN (нитридные пленки получались путем распыления Al в

смеси Ag и N₂). При изготовлении пленки покрывались слоем поддерживающего слоя полистирола, который затем удалялся под действием УФ излучения, что имитировало стадии изготовления полномасштабных фильтров. Измерения пропускания пленок проводилось на длине волны 58,4 нм, пропускание на которой чувствительно к содержанию в пленке кислорода и других примесей. Пропускание образца Al-150 нм снизилось с 9,8 % до 6,3% за месяц хранения на воздухе, AlN-1,5 нм / Al-144 нм / AlN-1,5 нм с исходных 10,7% до 9,3% и MoSi₂-2,5 нм / Al-150 нм / MoSi₂-2,5 нм с 17% до 15,4%. Отметим, что пропускание пленок, полученных без дополнительных операций нанесения и удаления полистиролового слоя, составляет 18-20%, а заметное снижение пропускания после воздействия УФ излучения связано с окислением поверхности пленки.

Для проведения механических испытаний была изготовлена серия образцов, выловленных на кремниевые рамки с круглым отверстием диаметром 2,5 мм. В таблице представлены усредненные по испытаниям значения перепадов давления между сторонами пленок, при котором они разрываются. Для сравнения приводятся значения, полученные для многослойных Al/Si пленок. Ориентиром может служить 55-слойная Al/Si структура, которая прошла предполетные виброиспытания и успешно использовалась как пленочный фильтр на поддерживающей сетке с шагом ячейки 5 мм в ракетном эксперименте Hi-C [2].

Таблица 1. Испытания пленок перепадом давления на разрыв.

Структура, нм	Др, атм
Al-150	0.055
AlN-1.5, Al-144, AlN-1.5	0.07
MoSi ₂ -2.5, Al-150, MoSi ₂ -2.5	0.18
Si-2, Al-144, Si-2	0.15
(Al-3/Si-2)×28	0.06
(Al-3/Si-2)×55	0.15

Была изучена термическая стойкость MoSi₂-2,5 нм/Al-72/МоSi₂-2,5 нм структуры. Пленка вылавливалась на кварцевую рамку с квадратным отверстием 8 мм×8 мм и помещалась в вакуумную камеру, где нагревалась путем пропускания электрического тока. Температура пленки в центре отверстия измерялась ИК пирометром Metis MB35, величина из-

лучательной способности пленки считалась равной 6 %. Отжиг проводился в течение суток при плотности выделяемой в пленке мощности 0,05, 0,1 и 0,15 Вт/см² (температура в центре отверстия ~ 190, 250 и 320°C соответственно). Значение 0,15 Вт/см² примерно соответствует ожидаемой максимальной нагрузке на околосолнечной орбите. После отжига при 0,1 и 0,15 Вт/см² наблюдалось существенное изменение пропускания пленок в видимом свете в центральной области пленки. Так, пропускание пленки на длине волны 633 нм после отжига при 0,15 Вт/см² выросло с $8,7 \times 10^{-6}$ до $4,9 \times 10^{-5}$. Исследование центральной области отожженных пленок под оптическим и электронным микроскопом выявило наличие прозрачных в видимой области света снежинкоподобных областей (см. рис. 1), состоящих преимущественно из кремния. По-видимому, нагрев до высоких температур привел к процессам образования на границе MoSi₂ покрытия и Al зародышей кристаллического кремния, которые проросли насквозь пленки.

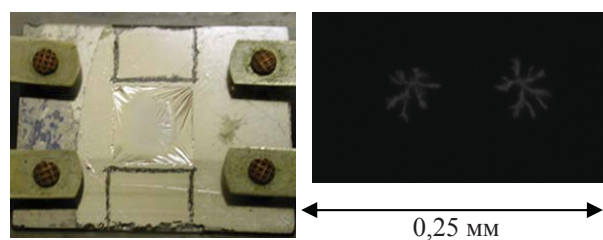


Рис. 1. MoSi₂/Al/MoSi₂ пленка после отжига при 0,15 Вт/см² (слева). Фотография на просвет центральной области (справа).

Таким образом, из протестированных структур пленка MoSi₂/Al/MoSi₂ обладает наилучшей временной стабильностью, однако ее нельзя применять в экспериментах, где наблюдается существенный нагрев фильтра. Продемонстрировано, что наличие защитных покрытий придает однородной пленке Al дополнительную прочность, что открывает возможность применения Al фильтров в на поддерживающих сетках с большим шагом ячейки в космических проектах.

Литература

1. N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, E.B. Klunokov et al. // Appl. Opt., V.55(17), 4683 (2016).
2. K. Kobayashi, J. Cirtain, A. R. Winebarger et al. // Solar Phys., V. 289, 4393 (2014).

Динамическая дифракция рентгеновских микропучков в периодических средах

А.В. Карпов, В.И. Пунегов*

Отдел математики Коми НЦ УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.

*vpunegov@dm.komisc.ru

Динамическая теория дифракции рентгеновских лучей расширена на случай пространственно ограниченного фронта падающей и отраженной рентгеновской волны применительно к трехосевой дифрактометрии. Исследовано влияние размеров и взаимного расположения рентгеновских пучков на угловое распределение интенсивности рассеяния от совершенного кристалла. Показано, что в случае толстого кристалла для падающей рентгеновской волны с малым поперечным сечением и, одновременно, пространственно неограниченного фронта дифрагированной волны имеет место динамическое рассеяние. Малые поперечные размеры отраженного пучка приводят к результатам кинематического приближения.

Введение

С развитием метода высокоразрешающей трехосевой дифрактометрии [1] анализ углового распределения интенсивности рассеяния преимущественно выполняется в обратном пространстве (Reciprocal Space Maps, (RSM)) [2]. Однако при условии бесконечно широкого фронта падающей рентгеновской волны латеральное угловое распределение интенсивности когерентного рассеяния в обратном пространстве сводится к δ -функции, что делает невозможным визуализацию дифракционной картины вблизи узла обратной решетки. С другой стороны, в реальном эксперименте как падающий, так и дифракционно отраженный рентгеновский пучок латерально ограничен наличием имеющихся щелей и коллиматоров. Поэтому цель работы состоит в развитии теории, позволяющей рассчитывать и анализировать в обратном пространстве когерентную составляющую интенсивности рассеяния.

Теория

Рассмотрим динамическую дифракцию в кристалле, на поверхность которого под углом $\theta = \theta_B + \omega$ падает плоская рентгеновская волна с поперечным сечением волнового фронта w , формируемого щелями S_1 , где ω – отклонение рентгеновского пучка от угла Брэгга θ_B (рис. 1). Ширина засветки поверхности кристалла падающим пучком равна $l_x^{(in)} = w / \sin(\theta_B)$. Поперечный размер выходящего пучка формируется щелями S_2 , латеральная ширина которого на поверхности кристалла равна $l_x^{(ex)}$ (рис. 1). Дифракцией рентгеновских лучей на краях щелей падающего S_1 и отраженного S_2 пучков пренебрегаем.

Введем прямоугольную систему координат, оси x и y которой параллельны входной поверхности, а ось z направлена вглубь кристалла, причем xOz образует плоскость дифракции. Начало координат поместим в центре падающего рентгеновского пучка. Центр дифрагированного пучка в общем случае может быть смещен от начала координат на расстояние $l_x^{(sh)}$ вдоль оси x (рис. 1). Для простоты рассмотрим симметричную дифракцию в геометрии Брэгга.

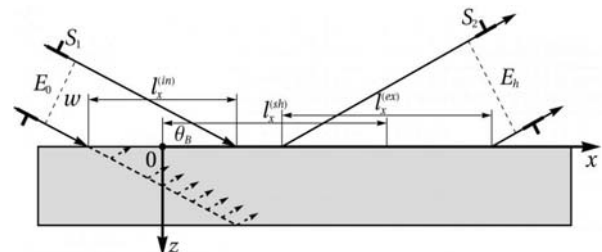


Рис. 1. Схематические изображения дифракции пространственно ограниченного рентгеновского пучка в совершенном кристалле

Амплитудный коэффициент отражения пространственно ограниченного пучка применительно к трехосевой схеме дифракции в обозначениях [2] имеет вид

$$R_h = a_h \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[\xi l_z] - 1}{2\pi l_{norm} Q} f(\kappa, l_x^{(in)}) f([\kappa - q_x], l_x^{(ex)}) e^{\xi l_x^{(sh)}} d\kappa \quad (1)$$

где, $\xi = \sqrt{\psi^2 - 4a_h a_h}$, $\xi_{1,2} = (-\psi \pm \xi) / 2$, $Q = \xi_1 \exp(\xi_1 l_z) - \xi_2$
 $\psi = 2a_0 - q_z + [q_x - 2\kappa] \cot \theta_B$, $f(\kappa, l) = 2 \sin(\kappa l / 2) / \kappa$

Численное моделирование

Численное моделирование рентгеновской дифракции в совершенном кристалле кремния с ограни-

ченным фронтом падающей и отраженной рентгеновской волны проведено на основе решения (1).

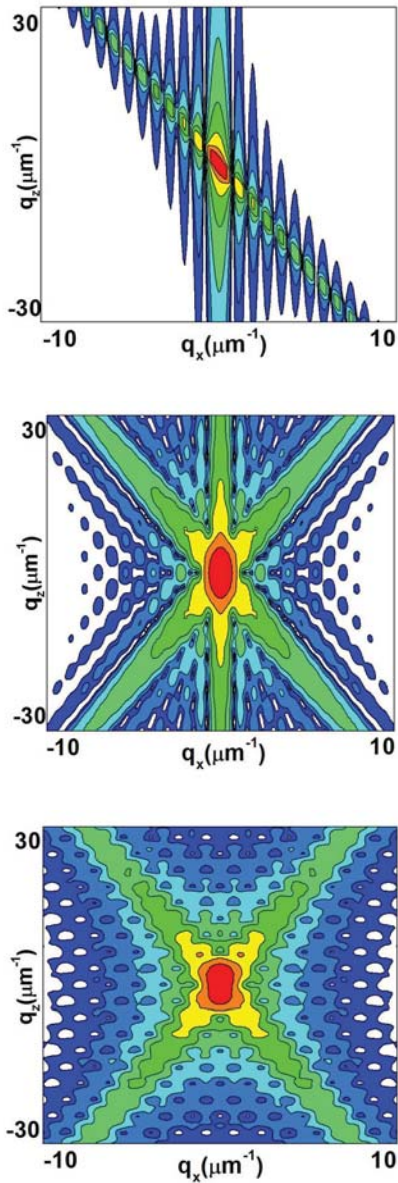


Рис. 2. Расчетные карты RSM вблизи узла Si(111) для пространственно ограниченных рентгеновских пучков. Ширина засветки падающим пучком равна $I_x^{(in)} = 8 \mu m$. Латеральный размер отраженного пучка: а) $I_x^{(ex)} \rightarrow \infty$, $I_x^{(sh)} = 0$; б) $I_x^{(ex)} = 8 \mu m$, $I_x^{(sh)} = 0$; в) $I_x^{(ex)} = 8 \mu m$, $I_x^{(sh)} = 20 \mu m$.

Результаты расчетов представлены с учетом сдвига системы координат на угловое расстояние, связанное с преломлением рентгеновских лучей, которое пропорционально вещественной части коэффициента a_0 . Использованы табличные данные для симметричного (111) отражения σ -поляризованного рентгеновского $CuK_{\alpha 1}$ -излучения с длиной волны $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$.

В расчетах толщина кристалла составляла $I_z = 100 \mu m$. Результаты численного моделирования углового распределения интенсивности рентгеновского рассеяния вблизи узла обратной решетки Si(111) представлены на рис. 2. В случае, когда падающий пучок на поверхности кристалла имеет размер $I_x^{(in)} = 8 \mu m$, а дифракционно отраженный пучок пространственно неограничен ($I_x^{(ex)} \rightarrow \infty$), карта RSM показана на рис. 2а. Контурные линии равной интенсивности на всех RSM представлены в логарифмическом масштабе, отношение между соседними линиями равно 0.273. Дифракционная картина для пространственно неограниченной отраженной волны состоит из вертикальной полосы главного дифракционного пика и осциллирующей наклонной составляющей, появление которой обусловлено ограниченностью падающего на кристалл рентгеновского пучка. Период осцилляций на наклонной полосе RSM обратно пропорционален ширине засветки $I_x^{(in)}$, угол наклона соответствует углу Брэгга в обратном пространстве. В терминах трехосевой рентгеновской дифрактометрии направление наклонной полосы совпадает с направлением полосы (псевдопика) анализатора. Пусть дифракционно отраженный и падающий пучок пространственно ограничен ($I_x^{(ex)} = 8 \mu m$). RSM в отсутствие пространственного смещения ($I_x^{(sh)} = 0$) падающей и отраженной рентгеновской волны представлена на рис. 2б. В случае, когда $I_x^{(in)} = I_x^{(ex)} = 8 \mu m$ и дифракционно отраженный пучок сдвинут вдоль поверхности кристалла на расстояние $I_x^{(sh)} = 20 \mu m$ от начала координат RSM показана на рис. 2с. В отличие от предыдущего результата ($I_x^{(sh)} = 0$) на RSM фактически пропадает полоса главного пика, направления наклонных полос сохраняются, при этом нарушается симметрия дифракционной картины в вертикальном направлении (рис. 2с)

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 15-9-1-13) и РФФИ (проекты №17-02-00090 и № 16-43-110350)

Литература

1. A. Iida, K. Kohra // Phys. Stat. Sol. (a), V. 51, 533(1979).
2. В.И. Пунегов // Успехи физических наук, Т. 185. 449 (2015).

Динамическая дифракция рентгеновских лучей в деформированном латеральном кристалле

С.И. Колосов, В.И. Пунегов

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.

vpunegov@dm.komisc.ru

В рамках рекуррентных соотношений рассмотрена динамическая теория дифракции в латерально ограниченном кристалле с деформациями кристаллической решетки. Получено решение для амплитуды дифракционно отраженной волны. Проведено численное моделирование углового распределения интенсивности рассеяния вблизи узла обратной решетки от деформированных кристаллов прямоугольного сечения

Введение

Достижения в области нано- и оптоэлектроники стимулировали развитие новых подходов к задачам дифракции рентгеновских лучей на латеральных структурах. Разные методы динамической дифракции использованы для вычисления кривых дифракционного отражения (КДО) и карт распределения интенсивности рассеяния (Reciprocal Space Maps (RSM)) от кристаллов прямоугольного сечения [1–3]. Кинематическая теория применялась для описания дифракции в кристаллах произвольного поперечного сечения [4]. Однако даже современные ростовые технологии не позволяют создавать совершенные латеральные кристаллы. Искажения кристаллической решетки кристаллов возникают как из-за крупномасштабных деформаций (упругий изгиб, изменение параметра решетки по глубине[5]), так и из-за локальных деформаций, вызванных статистически распределенными дефектами [6].

Цель данной работы состоит в разработке нового подхода для исследования динамической дифракции рентгеновских лучей в латеральных кристаллах с деформациями кристаллической решетки.

Теория

Рассмотрим дифракцию в латеральном кристалле с деформациями кристаллической решетки. Обозначим ширину кристалла L_x , а ее толщину L_z . Выберем следующую систему координат: ось x направлена вдоль входной поверхности кристалла, ось z - вглубь кристалла. Для простоты рассмотрим симметричную дифракцию Брэгга. Левая грань кристалла, на которую падает рентгеновская волна под углом θ к оси x , проходит через начало координат.

На рис. 1 показана структура совершенной и деформированной решетки, где векторы R_T и R_S задают направление прохождения и дифракции рентгеновских лучей в кристалле с идеальной решеткой.

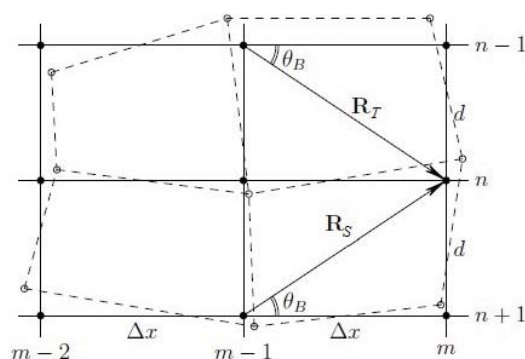


Рис. 1. Схематические изображения совершенной и произвольно деформированной (штриховая линия) кристаллической решетки

Для описания динамической дифракции в деформированном кристалле с прямоугольным сечением в рекуррентных соотношениях [2,3] к фазовому коэффициенту $\phi = 2\pi d / (\lambda \sin \theta_B)$ необходимо добавить приращения для проходящей

$$\delta\phi_T = (2\pi / \lambda) \left[(\delta x_{m,n} - \delta x_{m-1,n-1}) \cos \theta_B + (\delta z_{m,n} - \delta z_{m-1,n-1}) \sin \theta_B \right] \quad (1)$$

и дифракционной

$$\delta\phi_R = (2\pi / \lambda) \left[(\delta x_{m,n} - \delta x_{m-1,n+1}) \cos \theta_B - (\delta z_{m,n} - \delta z_{m-1,n+1}) \sin \theta_B \right] \quad (2)$$

волны. Соотношения (1) и (2) характеризуют дополнительные оптические разности хода рентгеновских волн из-за горизонтальных $\delta x_{m,n}$ и вертикальных $\delta z_{m,n}$ атомных смещений.

Численное моделирование

Численное моделирование рентгеновской дифракции в латеральном деформированном кристалле выполнено с использованием рекуррентных соотношений [2,3] с учетом фазовых добавок (1) и (2).

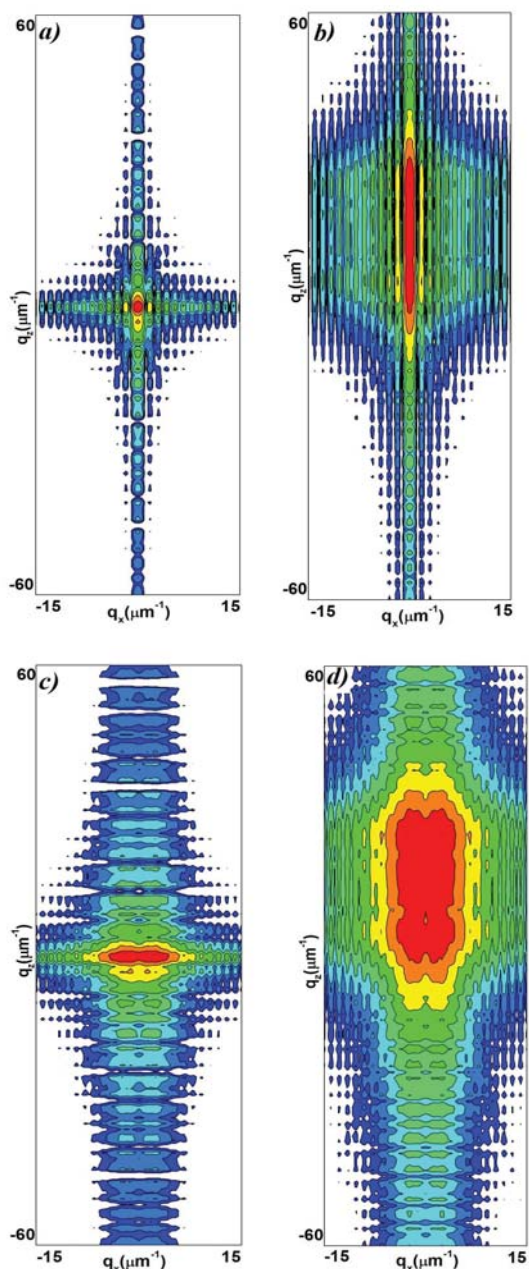


Рис. 2. Расчетные карты RSM вблизи узла Si(111) для латерально ограниченных кристаллов. а) – идеальный кристалл, б) – кристалл с ЛИПР, с) кристалл с упругим изгибом атомных плоскостей, д) – кристалл с деформациями б) и с).

В процедуре моделирования использованы табличные данные для симметричного (111) отражения σ -поляризованного рентгеновского $CuK_{\alpha 1}$ – излучения. В расчетах толщина кристалла $L_z = 3 \mu\text{m}$, ширина его $L_x = 5 \mu\text{m}$. Карта RSM совершенного латерального кристалла показана на рис.2а. Здесь и на следующих рисунках 2 контуры равной интенсивности представлены в логарифмическом масштабе, отношение интенсивностей между соседними линиями равно 0.273. При линейном изменении параметра решетки (ЛИПР) по глубине кристалла с $\delta z_{m,n} = \delta z_n = 10^{-8} \text{ n}^2 \mu\text{m}$, угловое распределение интенсивности рассеяния вытянуто вдоль вертикальной оси (рис. 2 б). Карта RSM от латерального кристалла с эквидистантно изогнутыми атомными плоскостями (радиус изгиба отражающих атомных плоскостей $R = 10^4 \mu\text{m}$) изображена на рис. 2с. В данном случае максимум дифракционного отражения вытянут вдоль латерального направления. Если упругие деформации кристаллической решетки распределены как в вертикальном (ЛИПР), так и в латеральном (упругий изгиб) направлении, максимум интенсивности рассеяния на RSM расплывается в обоих этих направлениях (рис.2 д).

Таким образом, впервые разработан метод для вычисления углового распределения интенсивности рассеяния от латерально ограниченных кристаллов с деформациями кристаллической решетки рамках динамической теории рентгеновской дифракции.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 15-9-1-13) и РФФИ (проекты №17-02-00090 и № 16-43-110350).

Литература

1. С.И. Колосов, В.И. Пунегов // Кристаллография Т. 50, 401 (2005).
2. V.I. Punegov et al. // Acta Cryst. A, V.70, 64 (2014).
3. V.I. Punegov et al. // J. Appl. Cryst. V. 49, 1190 (2016).
4. В.И. Пунегов и др. // Письма в ЖТФ, Т.33 (3), 64 (2007).
5. В.И. Пунегов, С.И. Колосов // Кристаллография, Т. 52, 215 (2007)
6. В.И. Пунегов, В.В. Канев // Поверхность, В.1, 15 (2004).

Космическая аппаратура для астрофизических исследований в проекте Спектр-УФ

С.В. Кузин^{1*}, А.А. Перцов¹, А.С. Кириченко¹, М.Е. Сачков², И.С. Саванов², А.С. Шугаров²

¹ Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119991.

² Институт астрономии РАН, ул. Пятницкая, 48, Москва, 119017.

*kuzin@lebedev.ru

Дано описание космической аппаратуры «Спектр-УФ», краткое описание оптической схемы телескопа, основных научных приборов и фотоприемных устройств УФ диапазона.

Введение

Российская космическая обсерватория Спектр-УФ предназначена для регистрации астрофизических объектов в ультрафиолетовом диапазоне длин волн. Она является развитием одного из наиболее успешных космических проектов СССР «Астрон» (1983-1989) [1] и современного космического эксперимента «Хаббл». Основными задачами проекта Спектр-УФ [2] являются: физика ранней Вселенной; звездообразование в галактиках; образование галактик; сверхмассивные звёзды; формирование нашей Галактики; протопланетные диски и атмосферы вокруг экзопланет; тела Солнечной системы. Запуск обсерватории запланирован на 2021 год на геосинхронную орбиту. Данная орбита позволит минимизировать нахождения аппарата в радиационных поясах Земли одновременно с обеспечением длительной зоны видимости наблюдаемых объектов. Скорость передачи научных данных составит 2 Мбод.

Состав аппаратуры Спектр-УФ

Космический телескоп Т-170М проекта Спектр-УФ построен по классической схеме Ричи – Кретьена. Оптическая система телескопа формирует изображения астрономических объектов в фокальной поверхности с полем зрения 30 угл. мин. Излучение от космического объекта, попадающее на апертуру телескопа, после отражения от главного и вторичного зеркал проходит через отверстие в главном зеркале и попадает в зону инструментального отсека телескопа. В инструментальном отсеке расположены основные научные приборы: блок спектрографов (БС) и блок камер поля (БКП), а также служебная система датчиков гида (СДГ), предназначенная для решения задач управления и контроля, т.е. наведения и стабилизации телескопа на выбранный объект.

Таблица 1. Характеристики телескопа Т-170М.

Показатели	
Диаметр главного зеркала, мм	1700
Числовая апертура	10
Угловое поле зрения, град	0.5
Спектральный диапазон, нм	115-310 нм
Основная длина волны, нм	200
Оптическое качество	Дифракционное в центре поля зрения

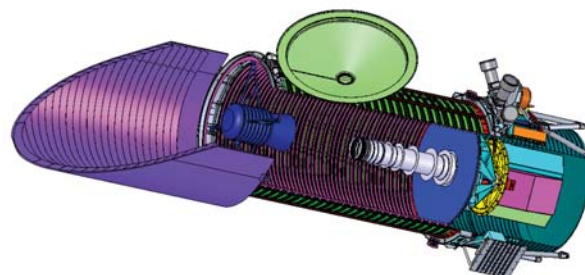


Рис. 1. Общий вид обсерватории Спектр-УФ.

В состав телескопа входят (рис.1):

- конструктивный модуль;
- светозащитная крышка и бленда наружная;
- тубус;
- узел главного зеркала;
- модуль вторичного зеркала;
- научные приборы.

В проектировании и изготовлении оптических элементов телескопа – главного и вторичного зеркал, входящих в оптическую систему Т-170М, принимают участие ФГБУН «Институт астрономии РАН», ОАО «Лыткаринский завод оптического стекла», ФГУП «НИИ НПО «Луч» и ФГУП «НПО им. С.А. Лавочкина».

Подложки зеркал телескопа изготовлены в ЛЗОС из астроситалла СО-115М. ЛЗОС выполняет все основные операции по изготовлению подложек: отливка заготовок, облегчение, формирование сферической поверхности, асферизация. В настоящее время изготавливается летный комплект зеркал. Для нанесения отражающего и защитного покрытия $Al+MgF_2$ на главное зеркало телескопа используется установка INTEGRITY-100 в ФГУП «НИИ НПО «ЛУЧ» [3]. Толщина слоя Al составляет около 100 нм, а слоя MgF_2 – около 30 нм. Разнотолщинность отражающего покрытия зеркал не превышает 3%. На рис. 2 представлен график зависимости коэффициента отражения от длины волны в области от 115 до 220 нм. График соответствует измерениям, полученным на образце-свидетеле, закрепленном в центральном отверстии главного зеркала.

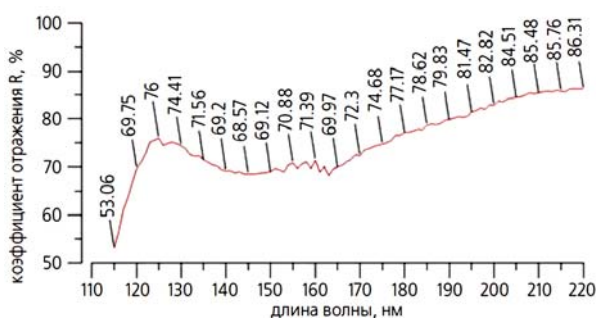


Рис. 2. Зависимости коэффициента отражения от длины волны главного зеркала телескопа Т-170М.

Аппаратура фокальной плоскости

Аппаратура фокальной плоскости состоит из камер поля и спектрографов. Блок камер поля [4] предназначен для получения прямых изображений участков неба в УФ-диапазоне с использованием светофильтров. Блок камер поля изготавливается в ИКИ РАН при участии испанской стороны в части МКП-детекторов. Базовая конфигурация БКП включает в себя два основных канала: канал дальнего УФ (115–176 нм) и канал ближнего УФ (174–310 нм). Угловое разрешение составляет 0.1 угл.с, поле зрения не менее 60 угл.с.

Блок спектрографов (WUVS, WSO-UV Spectrographs) [5] проекта «Спектр-УФ» представляет собой фактически три независимых спектрографа (канала), находящихся в одном корпусе: два эшелюных спектрографа – вакуумный ультрафиолетовый эшелюный спектрограф (ВУФЭС, VUVES) для работы в спектральном диапазоне 115–176 нм и ультрафиолетовый эшелюный спектрограф (УФЭС, UVES) для работы в спектральном диапазоне 174–310 нм, оба имеют разрешение 50000. Спектрограф

с длинной щелью (СДЩ, LSS) предназначен для получения спектров низкого разрешения (1000) точечных и протяженных объектов в диапазоне длин волн 115–305 нм. Эти три спектрографа не используются одновременно, каждый из них имеет свою собственную входную щель, находящуюся в фокальной плоскости телескопа Т-170М.

Фотоприемные устройства

Ключевым элементом научной аппаратуры являются фотоприемные устройства (ФПУ), создаваемые компанией e2v technologies (Англия) [6]. Они должны обладать следующими свойствами:

- высокая чувствительность в рабочей области спектра;
- низкий уровень шумов, позволяющий проводить длительные экспозиции (суммарно до 10 часов)
- высокая радиационная стойкость и низкий уровень деградации за длительное время службы, в т.ч. защита от загрязнений;
- высокая герметическая стабильность.

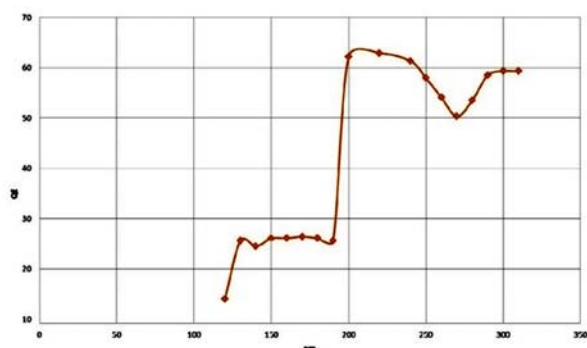
Фоточувствительным элементом ФПУ является утонченный ПЗС с обратной засветкой, оптимизированный для работы в УФ области. Спектральная чувствительность ФПУ БС с учетом входного окна приведена на рис. 3. Каждое ФПУ состоит из фоточувствительного блока приемника излучения (БПИ ФПУ), внутри которых установлены ПЗС, оптимизированные для работы в соответствующем спектральном канале, блока электроники (БЭ ФПУ) и комплекта межблочных кабелей. Для сохранения высоких характеристик ФПУ в течении всего срока службы КА "Спектр-УФ" приняты следующие меры:

- используются сертифицированные для космического применения ПЗС, прошедшие радиационные испытания;
- используется особый техпроцесс производства ПЗС с оптимизированной топологией чипа с целью увеличения радиационной стойкости;
- введена предварительная засветка ПЗС для заполнения ловушек заряда;
- усилено экранирование ПЗС;
- введен режим периодического отжига ПЗС путем нагрева;
- проведена оптимизация размеров ПЗС и направления считывания.

Чувствительность ПЗС в УФ области сильно падает при наличии загрязнений на ПЗС из-за малой глубины поглощения УФ излучения в кремнии, поэтому ПЗС размещен внутри герметичного объема БПИ.

Таблица 2. Основные характеристики ФПУ

Показатели	
Тип сенсора	ПЗС-матрица с обратной засветкой с просветляющим покрытием
Формат, ячеек	3112 x 4096
Размер ячейки, мкм	12 x 12
Размер чувствительной области, мм	37.3 x 49.1
Спектральный диапазон, нм	115-310 нм
Рабочая температура, °С	-100
Шум считывания при скорости 50 кГц, е- СКО	3
Темновой ток в начале/конце срока службы, е-/час	3 / 9

**Рис. 3.** Спектральная чувствительность ФПУ БС. Охлаждение ПЗС осуществляется пассивным образом с помощью внешнего радиатора площадью 1.4м², соединенного с каждым из БПИ тепловыми трубами.

Видеосигнал от ПЗС между БПИ и блоком электроники передается в аналоговом виде по кабелю длиной около 20 см в псевдо дифференциальном виде с целью уменьшения наводок. Для достижения низких уровней шумов и высокой фотометрической стабильности аналоговый видеосигнал БЭ ФПУ обрабатывает дифференциальный видеосигнал от ПЗС по методу двойной цифровой коррелированной выборки. Суть метода состоит в использовании 14-битного АЦП избыточной производительности, который обеспечивает несколько сот отсчетов при считывании каждого пикселя. Последующая цифровая обработка сигнала в БЭ ФПУ позволяет до-

биться уровня шума 3 электрона (СКО) при скорости считывания ПЗС 50 кГц.

Заключение

Ультрафиолетовая астрономия – весьма важное и быстро прогрессирующее направление изучения Вселенной. Успешная работа на орбите таких обсерваторий, как *Cornelius*, I I UE, российской обсерватории АСТРОН, космического телескопа им. Хаббла (HST), обсерваторий FUSE и GALEX убедительно подтвердили высокую значимость наблюдений в УФ для развития современной астрофизики. В некоторых направлениях исследований эти наблюдения являются определяющими. К сожалению, в планах крупнейших космических агентств нет УФ-миссий следующего поколения на период вплоть до 2030 года. Впервые за почти полвека космических исследований астрономы столкнулись с проблемой доступа к УФ-диапазону. Крупный отечественный (с участием зарубежного партнера – Испании) проект «Спектр-УФ» является на период 2020–2030 гг. главной и единственной российской и международной перспективой иметь «широкое ультрафиолетовое окно» во Вселенной.

Литература

1. Боярчук А.А., Моишеев А.А. 30 лет первой отечественной астрофизической станции «Астрон» // Вестник ФГУП НПО им. С.А. Лавочкина. 2013. № 3. С. 3-7.
2. Боярчук А.А., Шустов Б.М., Моишеев А.А., Сачков М.Е. Проект «Спектр-УФ» // Вестник ФГУП НПО им. С.А. Лавочкина. 2012. № 4. С. 64-73.
3. Жупанов В.Г., Федосеев В.Н., Гольшко Е.А., Моишеев А.А. и др. Функциональное покрытие оптических элементов комплекса научной аппаратуры «Спектр-УФ» // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2014. № 5. С. 92-96.
4. Гомес де Кастро А.И., Переа Абарка Б., Шугаров А.С., Саванов И.С. и др. Блок камер поля // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2014. № 5. С. 81-85.
5. Саванов И.С., Шустов Б.М., Сачков М.Е., Шугаров А.С. и др. Блок спектрографов проекта «СПЕКТР-УФ» // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2014. № 5. С. 74-80.
6. Шугаров А.С., Саванов И.С., Кузин С.В. Приемники излучения в проекте «Спектр-УФ» // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2014. № 5. С. 86-91.

Измерение коэффициентов теплопроводности многослойных пленочных фильтров ЭУФ излучения

А.Я. Лопатин*, В.И. Лучин, Н.Н. Салашенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало

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

lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Проведены оценки коэффициентов теплопроводности тонкопленочных фильтров на основе Al и Mo. Методика основывалась на пирометрическом определении температуры в центре пленочных образцов, смонтированных на подогреваемой кольцевой оправе. Применялся пирометр диапазона 2 – 5 мкм. Теплопроводность многослойных пленок Al/Si и Mo/ZrSi₂ оценивается величинами 0.7 – 1.6 Вт/(см·К), для пленок чистого Al толщиной 60 – 150 нм – как 2.6 – 3 Вт/(см·К), что даже несколько превосходит табличное значение для монокристаллического алюминия. Полученные данные будут уточняться с использованием ИК пирометра диапазона 8 – 14 мкм.

Введение

Знание теплопроводности тонких пленок необходимо при разработке абсорбционных пленочных фильтров на поддерживающих сетках для использования в оптических системах, характеризующихся большой мощностью падающего на фильтр излучения. Один из примеров таких систем – ЭУФ телескопы для наблюдения Солнца с близких солнечных орбит, позволяющие достичь высокого пространственного разрешения. Нагрев входного фильтра видимым и ИК излучением Солнца становится серьезной проблемой при разработке таких телескопов. Например, в рамках проекта «Интергелиозонд» [1] предполагается увеличение падающего на фильтр потока солнечного излучения более чем на порядок по сравнению с величинами потока на околоземных орбитах – до 1.7 – 1.8 Вт/см². Чтобы не допустить повреждения или быстрой деградации фильтра, основная часть выделившегося в пленке тепла должна отводиться по сетке; оптимальный размер ячейки сетки зависит при этом от теплопроводности пленочной структуры.

Методика измерений

Из литературных источников [2] известно, что в тонких слоях коэффициент теплопроводности вдоль поверхности может быть меньше, чем в массивных материалах. Поэтому для ряда многослойных пленочных структур на основе Al и Mo, а также для алюминиевых монопленок, изготавливаемых в ИФМ РАН магнетронным способом, были проведены его измерения. Методика заключалась в анализе зависимости температуры в центре помещен-

ного в вакуум образца пленки на круглой оправе диаметром 9 мм от температуры нагрева оправы. Температура оправы контролировалась термопарой, а пленочного образца – пирометрически в диапазоне 2 – 5 мкм (использовался пирометр Metis MB35 с паспортным разрешением 1.6 мм, который юстировался на образец через прозрачное в ИК области окно вакуумной камеры).

Радиальное распределение температуры пленки описывается уравнением теплопроводности:

$$\kappa \cdot d \cdot \left(\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dT}{dr} \right) = 2 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 - 2 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_s^4 - I$$

в правой части которого собраны слагаемые, отвечающие за процессы радиационного теплообмена, – поглощаемая в пленке плотность мощности основного источника излучения (Солнца) I , поглощенное излучение нагретых до температуры T_s окружающих предметов и радиационный сброс тепла пленкой. В приведенном уравнении κ – это коэффициент теплопроводности, d – толщина, ε – излучательная способность пленки.

Некоторые результаты численного решения при указанных ниже условиях приведены в табл. 1. Моделировался нагрев Al/Si фильтра с толщиной $d = 150$ нм и с излучательной способностью $\varepsilon = 20\%$, поглощающего 30% падающего потока в 1.75 Вт/см²; диаметр ячейки 5 мм. Температура пленки в центре ячейки зависит, в частности, от коэффициента теплопроводности, что дает возможность определения последнего по данным пирометрии, если излучательная способность материала измерена независимым образом.

Таблица 1. Температура в центре круглого пленочного образца и доля тепла, отведенного за счет теплопроводности, при различных значениях температур края и коэффициента теплопроводности пленки.

t°С края		20	40	60	80	100
t°С центра	$\kappa = 2$	244.8	257.5	269.8	281.5	292.9
	$\kappa = 0.4$	415.0	415.8	416.6	417.4	418.1
Теплоотвод по пленке, %	$\kappa = 2$	87	85	82	80	77
	$\kappa = 0.4$	53	51	49	47	46

Результаты и обсуждение

Данные измерений коэффициентов теплопроводности ряда пленок приведены в табл. 2. Разброс значений связан с попыткой учета оправы образца как дополнительного источника радиационного нагрева пленки (бóльшие значения теплопроводности получаются без учета излучения оправы). Излучательная способность пленок измерялась отдельно по сопоставлению сигнала с пирометра, съюстированного на лежащую на оправе часть пленки, и определяемой термомпарным методом температуры оправы.

Таблица 2. Теплопроводность некоторых тонкопленочных структур (ΔT° - разность температур края и центра пленки).

Материал и толщина	$T_{\text{края}}^\circ$	ΔT°	ϵ	κ , Вт/(см·К)
Al (150 нм)	250	27	5%	2.6 – 3
Al (60 нм)	250	55	5%	2.6 – 3
Al/Si (270 нм)	150	47	19%	0.7 – 1.2
Mo/ZrSi ₂ (150 нм)	270	140	20%	0.7 – 1.6

В целом, теплопроводность изученных нами структур оказалась выше ожидаемой. Полученные значения коэффициентов теплопроводности пленок чистого Al значительно превосходят табличные для массивного материала (2.1 – 2.4 Вт/(см·К)).

Для напыленных на подложки пленок Al с толщинами 72, 150 и 300 нм были проведены также измерения электропроводности (подложками служили стеклянные полоски с контактными площадками на концах). Удельное сопротивление образцов всех трех толщин составило около $9.8 \cdot 10^{-8}$ Ом·м – табличное значение для алюминия в 3.5 раза меньше.

Таким образом, изготовленные магнетронным напылением алюминиевые пленки продемонстрировали очень существенное отклонение от соотношения Видемана – Франца между тепло- и электропроводностью металлов. В массивных металлических образцах отклонения от закона Видемана – Франца в области температур вблизи комнатной наблюдаются, например, у бериллия, марганца, некоторых сплавов и связываются обычно с возрастанием вклада решеточной теплопроводности в общую теплопроводность материала. Данных об аномально высоком соотношении тепло- и электропроводности тонких пленок из алюминия в литературе не встречается.

Полученные результаты по теплопроводности Al пленок будут уточняться по мере более аккуратного измерения излучательной способности пленок. При малых значениях коэффициента ϵ его точное нахождение требует разделения теплового излучения образца и отраженного образцом излучения окружающих предметов. Также предполагается повторить эксперименты с использованием пирометра диапазона 8 – 14 мкм, что более целесообразно в интересующем нас интервале температур.

Литература

1. S.A. Bogachev, N.I. Chkhalo, S.V. Kuzin et al. // Appl. Opt., V. 55, 2126 (2016).
2. Yu.A. Volkov, L.S. Palatnik, A.T. Pugachev // Zh. Eksp. Teor. Fiz., V. 70, 2244 (1976).

Методика измерений формы поверхности подложек для зеркал с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения

И.В. Малышев, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов*, Н.И. Чхало

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

*
toropov@ipm.sci-nnov.ru

Близость по интенсивности эталонного и рабочего фронтов является одним из необходимых условий для получения контрастной интерференционной картины в интерферометрах. В интерферометрах с дифракционной волной сравнения для удовлетворения этого условия на измеряемые поверхности необходимо наносить отражающее свет покрытие. В данной работе предложена методика измерений формы поверхности подложек, изготовленных из материалов с низким коэффициентом преломления без использования напыленного на их поверхность отражающего свет покрытия.

Введение

Традиционные интерферометрические методы контроля формы оптических поверхностей, в которых в качестве эталонного используется волновой фронт, образованный при отражении от эталонной поверхности [1], обладают высокой чувствительностью ($\sim \lambda/1000$) к изменениям формы волновых фронтов. Однако при этом абсолютная точность измерений реальной формы фронтов не превышает $\lambda/20$ – $\lambda/50$ [2] (λ – рабочая длина волны интерферометра). Для повышения точности измерений (более чем $\lambda/1000$) используются интерферометры с дифракционной волной сравнения, образованной на отверстиях сравнимых с длиной волны. Такие интерферометры не нашли широкого распространения в виду сложности юстировки и неконтролируемого влияния aberrаций первичной оптики на качество дифрагированной волны [3]. В [4, 5] было показано наличие ряда физических эффектов, отрицательно влияющих на качество дифракционной волны. Все эти эффекты приводят к тому, что aberrации эталонной волны на уровне нанометров обеспечиваются в относительно малых числовых апертурах, порядка $NA \approx 0.1$, что приводит к усложнению процедуры аттестации светосильной оптики и дополнительным ошибкам.

Указанные проблемы частично снимаются при использовании в качестве источника эталонной сферической волны одномодовых волокон с уменьшенной до субволновых размеров выходной апертурой (2008, ИФМ РАН) [6].

В интерферометрах с дифракционной волной сравнения, часть эталонной сферической волны исполь-

зуется в качестве рабочего фронта. Это приводит к тому, что для получения контрастной интерференционной картины при измерении формы поверхности подложек, изготовленных из материалов с низким коэффициентом преломления, на них необходимо напылять дополнительные отражающие свет покрытия. В традиционных схемах интерферометров, которые используют в качестве эталонов оптические поверхности, при измерении формы поверхности подложек с низким коэффициентом преломления напыление дополнительных покрытий не требуется, однако при измерениях оптических поверхностей с большим коэффициентом отражения могут уже проблематично.

В данной работе приводится схема и методика измерений формы поверхности подложек для зеркал с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения без использования дополнительных отражающих свет покрытий.

Методика эксперимента

Схема измерений формы поверхности подложек для зеркал, показана на рис. 1. Суть метода заключается в следующем. Излучение He-Ne лазера 1 заводится в кор одномодового оптического волокна, далее с помощью 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 использу-

ется 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. С помощью блока 2 производится выравнивание интенсивностей эталонного и рабочего фронтов, а также подстройка их поляризаций с помощью поляризационных контроллеров. Полученная интерференционная картина регистрируется CCD камерой и обрабатывается с помощью специализированного программного обеспечения на компьютере.

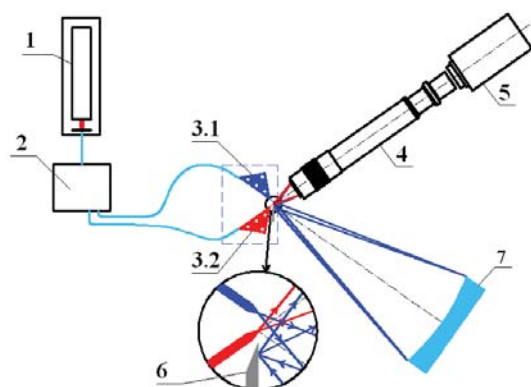


Рис. 1. Схема измерений формы поверхности подложек для зеркал с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения: 1 – He-Ne лазер; CCD-камера; 2 – блок формирования 2-х каналов с поляризационными контроллерами; 3.1 и 3.2 – источник сферической волны; 4 – наблюдательная система; 5 – CCD камера 6 – плоское зеркало; 7 – исследуемый образец (сферическое зеркало).

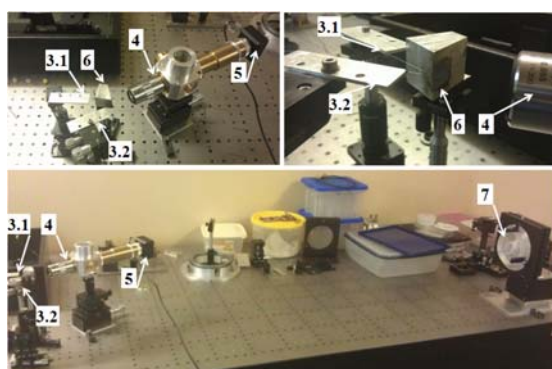


Рис. 2. Фотография стенда для измерения формы поверхности подложек для зеркал с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения.

На рис. 2 показана фотография стенда для измерений формы поверхности сферической подложки без использования дополнительного отражающего свет покрытия.

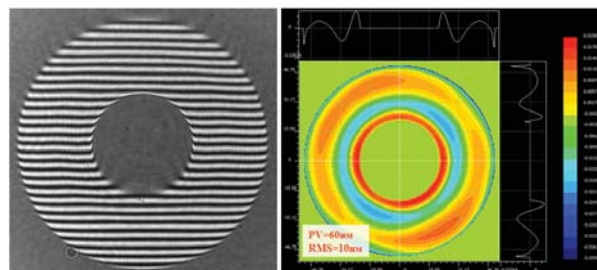


Рис. 3. Интерферограмма и карта сферической поверхности с радиусом кривизны $R = 1390\text{мм}$ и диаметром $D = 106\text{мм}$ ($PV = 60\text{нм}$, $RMS = 10\text{нм}$).

Регистрируемая интерферограмма и карта сферической поверхности с радиусом кривизны $R = 1390\text{мм}$ и диаметром $D = 106\text{мм}$ ($PV = 60\text{нм}$, $RMS = 10\text{нм}$), приведены на рис. 3.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-07-00306.

Литература

1. Malacara D. (Ed.) Optical Shop Testing 2nd ed. (New York: Wiley, 1992)
2. Zygo Corporation, <http://www.zygo.com>
3. Otaki K et al. // J. Vac. Sci. Technol. B 20 2449 (2002)
4. Salashchenko N.N. et al. // Journal of Surface Investigations, X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. V. 2, № 4. P. 511-513. 2008.
5. Chkhalo N.I et al. // Proc. SPIE 7025, 702507, 2008.
6. Chkhalo N.I. et al. // Rev. Sci. Instrum. V. 79. 033107. 2008.

Высокоточное первичное зеркало с коррекцией аберрации "веса" для телескопа космического базирования

И.В. Малышев^{1*}, М.Н. Торопов¹, Н.И. Чхало¹, Н.Н. Салащенко¹, В.Н. Полковников¹, А.Е. Пестов¹, С.В. Кузин²

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

² Физический институт им. П.Н. Лебедева

*ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru

В работе изучалась поверхность зеркала, закреплённого в «оправе с пластинами». Такое крепление обеспечивает минимальные деформации поверхности зеркала, связанные с весом, с зажимом в креплении и с перепадом температуры, а также устойчиво к нагрузкам, возникающим при запуске телескопа на орбиту.

Введение

В современных системах высокоточной оптики особенно остро стоит задача закрепления оптических элементов. Традиционные крепления: в оправе по внешнему краю зеркала или на трубке за центральное отверстие зеркала вносят деформации в сотни нанометров, т.к. сила зажима действует на саму рабочую поверхность зеркала. Кроме того, такие крепления являются жёсткими и, из-за несовпадения коэффициентов расширения (ТКЛР) материала оправы и оптического элемента даже на уровне 10^{-7} 1/К, вносят деформации в десятки нанометров при изменении температуры на 1 градус. Требование к точности поверхностей зеркал нового телескопа космического базирования «АРКА» [1], предназначенного для наблюдения Солнца в ЭУФ диапазоне, составляет 1 нм (по параметру среднеквадратического отклонения от расчётных поверхностей - RMS), поэтому было необходимо разработать оправу с минимальным влиянием зажима на деформацию зеркала и возможностью её контроля. При перепаде температур оправа должна вносить минимальные тепловые деформации. Также должна быть учтена деформация зеркала из-за веса на Земле и её отсутствие в космосе.

1. Зажим зеркала в оправе и технология установки зеркала в интерферометр и в телескоп

Предлагаемая «оправа с пластинами» представлена на рис. 1. Сборка оправы с одновременным контролем аберраций проходит следующим образом. Зеркало кладётся горизонтально, и в отверстия в боковой поверхности зеркала вклеиваются шесть штырей (рис. 2, поз. а).

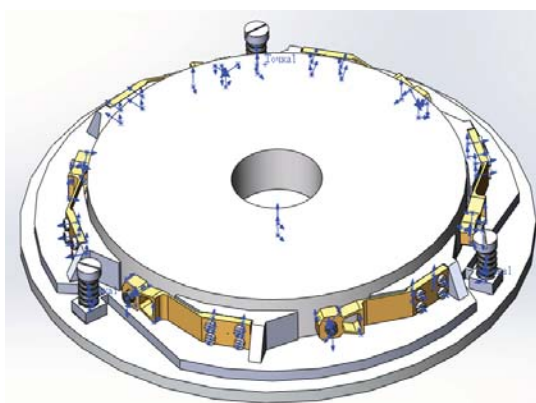


Рис. 1. Первичное зеркало телескопа «АРКА» в оправе.

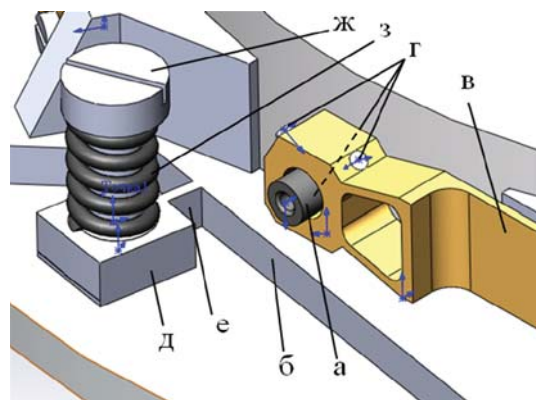


Рис. 2. Первичное зеркало телескопа «АРКА» в оправе.

На зеркало одевается оправа (поз. б) с прикрученными пластинами (в). В головки пластин вкручиваются по три винта (г), которые доводятся до касания со штырями и слегка их зажимают. При таком способе крепления штырей угловые ошибки их вклеивания в отверстия и ошибки просверливания самих отверстий на уровне 0.2° не вносят деформаций на зеркало. Оправка на трёх опорных площадках (д) крепится к диску на стопорные винты (ж), давящие через пружины (з). Вся конструкция устанавливается вертикально в интерферометр. Для определения деформации зеркала из-за веса преду-

смотрена возможность вращения оправы с зеркалом вокруг оси зеркала. Зажим винтов (Γ) регулируется так, чтобы абберации волнового фронта были минимальны. Затем зазоры между штырями и головками пластин проклеиваются эпоксидным клеем. После измерения аббераций поверхность зеркала корректируется в установке ионного травления, для этого зеркало снимается вместе с оправой. При каждом снятии и установке оправы на опорный диск стопорные винты вкручиваются на одну и ту же глубину до касания бортиков винтов с диском, поэтому сила зажатия пружин не меняется. Расчёт показывает, что при зажатии, даже когда в оправе сделаны развязки в виде перемычек с размерами 2мм*6мм*7мм (рис. 2, поз. е), 10 мкм щели между опорными площадками и диском приводят к изгибу оправы и деформациям поверхности зеркала на уровне RMS в 12–16 нм. Поэтому площадки и диск притирались на станке с размером зерна шкурки 20 мкм и 5 мкм, а затем вручную пастой с абразивными зёрнами, что позволило притереть поверхности с точностью < 1 мкм. Таким образом, прижим зеркала в оправе к опорному диску вносит деформацию < 1 нм. Когда оправа с зеркалом будет устанавливаться в раму телескопа, вместо использовавшегося опорного диска будет другая опорная поверхность, возможности притира не будет (иначе можно повредить зеркало и крепление), поэтому винты в опорных площадках оправы будут вкручиваться без зажатия оправы, а только до касания, и затем заклеиваться.

2. Перепад температуры

Оправа сделана из титаноиниобиевого сплава с $\text{TKLP} = 0.5 \cdot 10^{-6} - 0.6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$, близким к TKLP кварца КУ-1 = $0.55 \cdot 10^{-6}$. Несовпадение на уровне 10^{-8} компенсируется изгибом пластин, которые имеют небольшую толщину 1.5 мм (рис. 2 в). При изменении температуры зеркало и оправа изменяют свои размеры почти одинаково, поэтому тепловая деформация зеркала в основном определяется 50 мкм слоем эпоксидного клея, на который посажены штыри в отверстия зеркала (рис. 2 а). TKLP клея = $50 \cdot 10^{-6}$. Ожидается, что система термостабилизации телескопа будет поддерживать температуру от 0 до 30 °С.

На рис. 3 приведена деформация зеркала из-за падения температуры на 30 градусов, которая приводит к ухудшению разрешения на 10–15%.

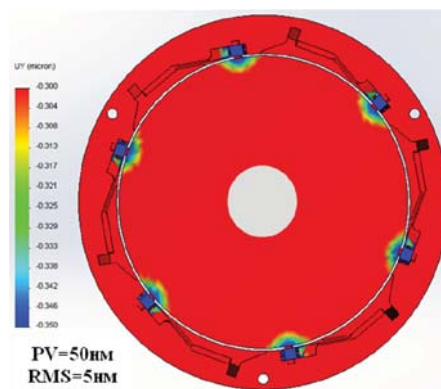


Рис. 3. Тепловая деформация зеркала

3. Нагрузки при запуске телескопа на орбиту

При запуске ракеты на зеркало действует квазистатическое ускорение 10g, гармонические вибрации до 1g на частотах 1-20Гц, случайные вибрации и ударная нагрузка с ускорениями до 5000g из-за отделения космического аппарата от ракеты. Как было сказано выше, для уменьшения влияния зажима оправы в ней были сделаны перемычки, их толщина выбиралась так, чтобы они выдержали все пусковые нагрузки. Расчёт показал, что самые большие напряжения в оправе вызваны ударной нагрузкой: перемычки и пластины испытывают напряжение до 350 МПа, что меньше предела текучести материала оправы в 600 МПа. Квазистатическое ускорение вызывает напряжение в оправе менее 20 МПа. Гармонические вибрации вызывают небольшие напряжения в оправе до 2 МПа, т.к. собственные частоты всей конструкции лежат выше 200Гц. Случайные вибрации вызывают напряжение в оправе до 10 МПа. Все нагрузки вызывают в самом зеркале напряжения << 1 МПа при пределе текучести кварца в 50МПа.

4. Методика учёта деформации зеркала из-за веса

Вращение зеркала с оправой, установленной вертикально в интерферометр, вокруг оси зеркала и решение системы уравнений позволяет найти деформацию зеркала из-за веса. По расчёту она имеет вид астигматизма с $\text{RMS}=5\text{нм}$ и $\text{PV}=30\text{нм}$.

Литература

1. S.V. Kuzin, S.A. Bogachev, A.A. Pertsov, S.V. Shestov, A.A. Reva, A.S. Ulyanov // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 75(1), 87–90 (2011).

Миниатюрный источник ускоренных ионов с плазменным нейтрализатором

М.С. Михайленко *, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало

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

*mikhaylenko@ipmras.ru

В работе приведены результаты тестирования миниатюрного источника ускоренных ионов типа Кауфман с плазменным нейтрализатором: определен режимы работы, измерен диаметр ионного пучка, изучены распределение ионного тока вдоль поверхности выходной апертуры, особенности работы плазменного нейтрализатора (ПН) и др.

Введение

Эффект распыления при облучении поверхности падающими пучками ионов килоэлектронвольтных энергий успешно применяется для планаризации рельефа, содержащих как микроразмерные, так и атомно-размерные неоднородности. Однако в настоящее время для решения ряда задач нанoeлектроники и оптики коротковолнового диапазона длин волн необходимо, чтобы гладкость поверхностей оптических материалов, достигала нано- и субнаноразмерного уровня. Кроме того, с целью минимизации повреждений в образцах, вызванных облучением, энергия бомбардирующих ионов должна быть снижена до приемлемого уровня (менее 1 кэВ).

Для проведения прецизионной безмасочной коррекции локальных ошибок формы поверхности оптических элементов 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]. До настоящего времени для процедуры коррекции формы применялся ионный источник с холодным катодом и фокусировкой ионного пучка за счет ионно-оптической системы (ИОС), состоящей из двух сколлимированных вогнутых сферических сеток [3]. Размер ионного пучка на поверхности обрабатываемой детали задавался за счет сменных водоохлаждаемых диафрагм и изменялся в пределах $\varnothing 1-15$ мм. Однако ионно-оптическая система обеспечивает сжатие ионного пучка до 20 мм в диаметре на полувысоте на расстоянии 70 мм от выходной апертуры. Таким образом, источник позволяет получить максимальную плотность тока

на уровне $4,5 \text{ мА/см}^2$, при токе ионного пучка 20 мА, что при использовании малоразмерной диафрагмы (4 мм и менее) приводит к тому, что время обработки габаритных оптических элементов оказывается чрезмерно большим. Соответственно, для повышения точности и скорости обработки оптических деталей необходимо повысить плотность ионного тока.

Ионный источник КЛАН-10 ПН

Работа посвящена изучению характеристик нового ионного источника с плазменным нейтрализатором (ПН). Некоторые технические характеристики:

Рабочие газы – аргон, азот, кислород и др.

Диапазон энергий ионов в пучке – 100-1400 эВ

Охлаждение газоразрядной камеры водяное

Новый миниатюрный источник ускоренных ионов обеспечивает максимальный ток ионного пучка на уровне 2 мА, что при диаметре выходной апертуры 4 мм (плоская ИОС) соответствует плотности ионного тока $11,5 \text{ мА/см}^2$, что более чем вдвое превышает плотность ионного тока фокусирующего ионного источника. Кроме того, установка фокусирующей ИОС может позволить существенно повысить плотность ионного тока в области перетяжки.

Схема экспериментального стенда приведена на рис. 1. Стенд включает в себя вакуумную камеру, внутри которой установлен экран с закреплённым на нём цилиндром Фарадея; ионный источник, закреплённый на линейной подвижке, обеспечивающей 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 $8 \cdot 10^{-5}$ Па.

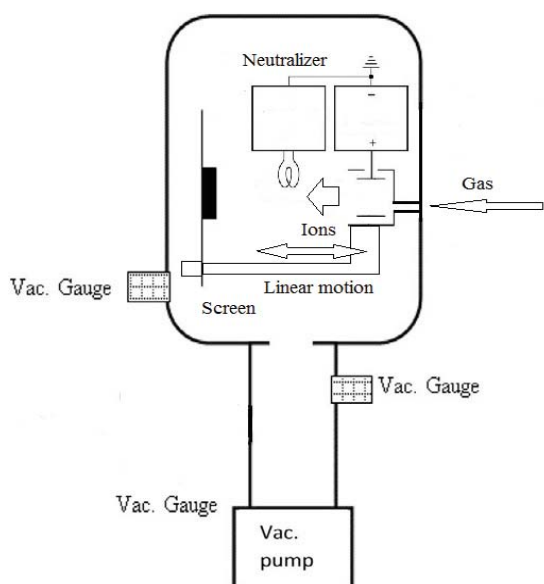


Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

Эмиссия электронов в плазменном нейтрализаторе обеспечивается следующим образом. При подаче газа в ПН, подаче напряжения на нить накала и подаче напряжения на анод относительно нити накала, в катоде зажигается газовый разряд. Первичные электроны, образующиеся на нити за счет термоэмиссии, ускоряются на прикатодном падении потенциала и ионизуют атомы рабочего газа. При подаче отрицательного относительно земли смещения на анод, плазма, образующаяся внутри катода, приобретает отрицательный потенциал по отношению к земле. В результате часть электронного потока из плазмы проходит через выходное отверстие анода и поступает в ионный пучок, обеспечивая нейтрализацию его объемного заряда.

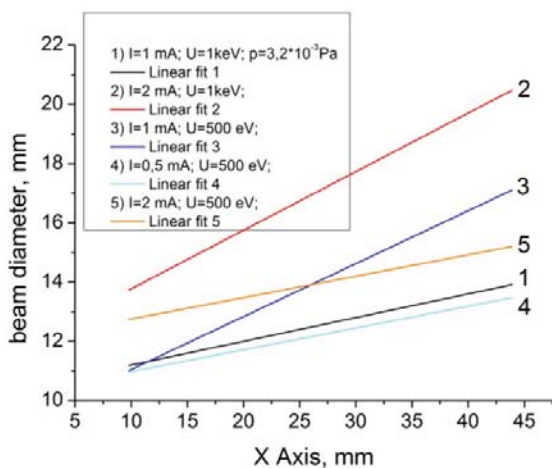


Рис. 2. Зависимость диаметра пучка от расстояния до источника.

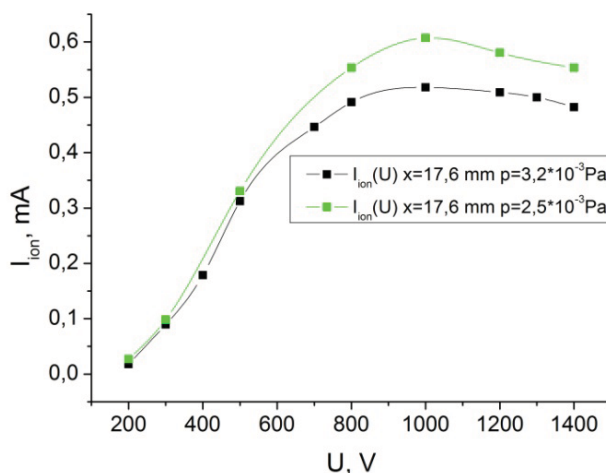


Рис. 3. Зависимость тока ионов от ускоряющего напряжения, при фиксированном давлении.

Результаты и обсуждение

Настройка и измерение характеристик ионного пучка осуществлялись следующим образом. Первоначально определялось положение области фокусировки ионного пучка.

Для этого измерялось сечение пучка ионов в зависимости от расстояния от выходной апертуры (рис. 2). Измерения проводились с помощью “цилиндра Фарадея” с входной апертурой диаметром 11,5 мм. На рис. 2 приведена зависимость диаметра пучка, определяемая по полувысоте от расстояния до источника.

Также была снята зависимость ионного тока от ускоряющего напряжения при фиксированном давлении (рис. 3).

Литература

1. W. Liao et al. // Appl. Opt. **53** (19), 4266–4274 (2014).
2. M.V. Svechnikov et al. // Opt. Express **23**, 14677 (2015).
3. И.Г. Забродин и др. // Поверхность, №9, С.109–112 (2013).

Спектральные исследования полиатомных систем

С.В. Некипелов^{1,2,*}, А.Е. Мингалева², О.В. Петрова², Н.Н. Шомысов², Е.Н. Шустова¹,
В.Н. Сивков²

¹Сыктывкарский госуниверситет, Октябрьский пр., 55, Сыктывкар, 167001

²Коми научный центр УрО РАН, Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982

*NekipelovSV@mail.ru,

Методами NEXAFS и XPS- спектроскопии исследованы цианиды железа и никеля. Показано, что основные особенности спектров связаны с переходами электронов внутри полиатомных комплексов $[\text{Fe}(\text{CN})_6]^{4-}$, $[\text{Fe}(\text{CN})_6]^{3-}$, $[\text{Fe}(\text{CN})_5\text{NO}]^{2-}$ и $[\text{Ni}(\text{CN})_4]^{2-}$. Выявлено, что кроме обычного σ -связывания заметную роль играет π -связывание за счёт обратного дативного переноса 3d-электронной плотности с атома металла на свободные разрыхляющие МО атомов лигандов CN- и NO.

Введение

Рентгеноабсорбционная (NEXAFS) и рентгеноэлектронная (XPS) спектроскопия являются источником уникальной информации о фундаментальных закономерностях взаимодействия рентгеновского излучения с веществом и его электронной структуре. Фундаментальным спектроскопическим параметром, определяемым из NEXAFS исследований, является сила осцилляторов рентгеновских переходов (резонансов формы), доминирующих в ближней тонкой структуре рентгеновских спектров поглощения различных полиатомных систем. Число резонансов формы, а также их интенсивности, симметрия и энергетические положения характеризуют свойства незанятых электронных состояний и геометрическую структуру соответствующих полиатомных групп. Однако, извлечение такой информации из экспериментальных данных существенно затруднено отсутствием надежных методов расчета спектральных характеристик для различных классов сложных химических соединений. Одним из возможных полуэмпирических подходов является использование расширенного квази-молекулярного подхода, основанного на сравнительном анализе NEXAFS-спектров структурного фрагмента (квазимолекулы) и близкой ему по строению свободной молекулы и последующем качественном учете взаимодействия между квази-молекулярным фрагментом и его ближайшим окружением в соединении.

Результаты и обсуждение

В качестве объектов были выбраны цианиды железа и никеля $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$, $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$

$\text{Na}_2\text{Fe}(\text{CN})_6\text{NO}$ и $\text{K}_2\text{Ni}(\text{CN})_4$, в которых можно выделить устойчивые полиатомные октаэдрические $[\text{Fe}(\text{CN})_6]^{4-}$, $[\text{Fe}(\text{CN})_6]^{3-}$, $[\text{Fe}(\text{CN})_5\text{NO}]^{2-}$ и плоские $[\text{Ni}(\text{CN})_4]^{2-}$ комплексы. NEXAFS- и XPS-спектры данных соединений были получены с использованием синхротронного излучения Российско-Германского канала BESSY-II (г. Берлин). Измерения распределения сил осцилляторов в спектрах поглощения проводились путем регистрации полного электронного выхода (TEY) внешнего рентгеновского фотоэффекта с использованием оригинальной методики учета степени монохроматичности СИ [1].

Полученные спектры представлены на рис. 1–3. При сравнении спектров гексацианидов железа и свободных молекул NO и HCN можно отметить, что резонансные особенности в спектрах азота, углерода и кислорода связаны с переходами 1s-электронов на молекулярные орбитали групп NO и CN^- , которые в свою очередь образуют октаэдрические комплексы $[\text{Fe}(\text{CN})_6]^{4-}$, $[\text{Fe}(\text{CN})_6]^{3-}$, $[\text{Fe}(\text{CN})_5\text{NO}]^{2-}$ с атомами железа. При этом спектры железа подвержены наиболее сильному влиянию поля лигандов.

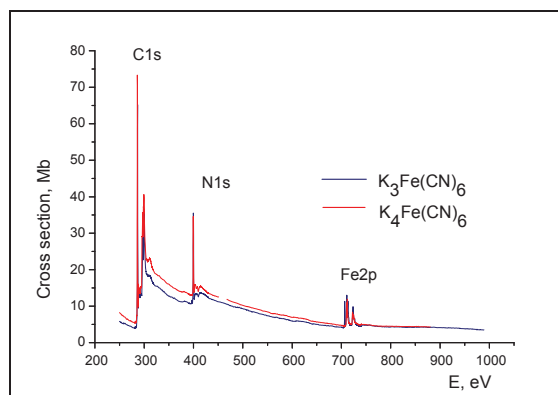


Рис. 1. NEXAFS-спектры гексацианидов железа

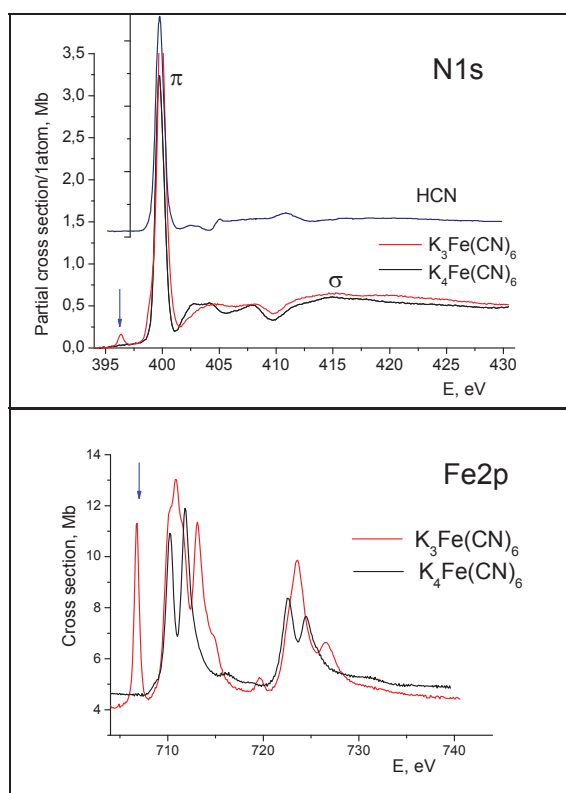


Рис. 2. Спектры азота и железа гексацианидов железа и молекулы HCN

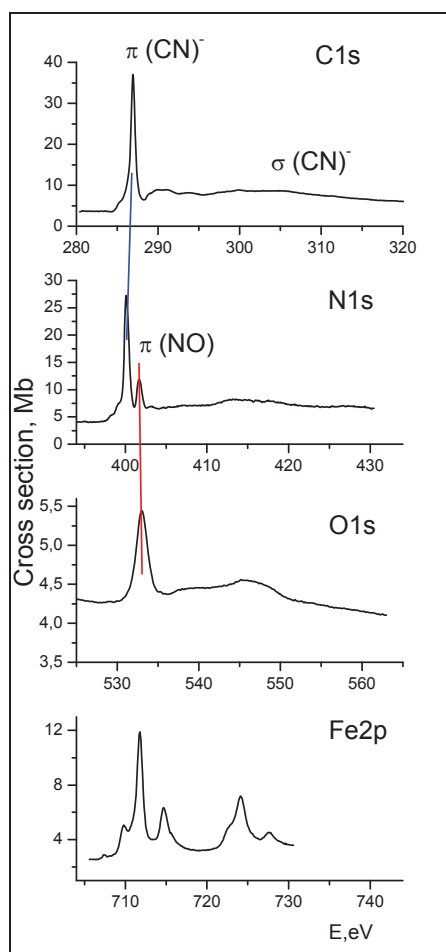


Рис. 3. NEXAFS-спектры $\text{Na}_2\text{Fe}(\text{CN})_6\text{NO}$

Это можно объяснить тем, что кроме обычного σ -связывания заметную роль играет π -связывание за счёт обратного дативного переноса 3d-электронной плотности с атома металла на свободные разрыхляющие МО атомов лигандов CN- и NO. Аналогичные выводы можно сделать и при рассмотрении спектров цианида никеля $\text{K}_2\text{Ni}(\text{CN})_4$, в котором можно выделить полиатомный плоский комплекс $[\text{Ni}(\text{CN})_4]^{2-}$.

При рассмотрении интегральных зависимостей (рис. 4) можно отметить, что сумма парциальных сил осцилляторов в районе 1s-спектров поглощения атомов азота в припороговой области практически не меняется, что и предполагается в рамках одноэлектронного приближения.

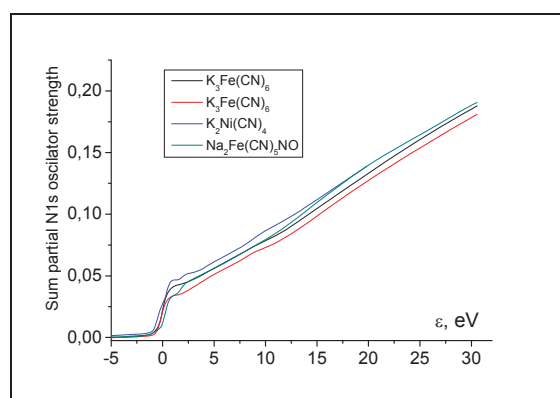


Рис. 4. Интегральные зависимости суммы сил осцилляторов

Выводы

Из NEXAFS 1s спектров поглощения атомов углерода, азота и кислорода показано: (i) возможность применения расширенного квазимолекулярного подхода к интерпретации полученных спектров, (ii) наблюдаемые закономерности в спектральных зависимостях сечений поглощения и распределениях парциальных сил осцилляторов имеют хорошее соответствие в рамках одноэлектронного приближения, (iii) наблюдается равенство в разных соединениях интегральных сумм парциальных 1s-сил осцилляторов рентгеновских переходов.

Работа была выполнена в рамках двухсторонней программы Русско-Германской лаборатории на BESSY-II и при финансовой поддержке программ УрО РАН и грантов РФФИ и Республики Коми (№ 13-02-00272-а, 16-42-110610 p-а, 16-43-110350 p-а)

Литература

1. K. Kummer, V.N. Sivkov et. al. // Phys Rev B **80**, 155433 (2009).

Исследование деградационных процессов в многослойных нанопленках Mo/Be

А.Н. Нечай*, Ю.А. Вайнер, Д.Е. Парьев, С.А. Чурин, Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало, В.Н. Полковников, С.А. Гарахин, М.В. Свечников, Д.А. Гаман

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

* nechay@ipm.sci-nnov.ru

В данном докладе представлены результаты исследования деградации многослойных нанопленок системы Mo/Be. В процессе исследований проводился отжиг пленок, после чего исследовалось их отражение в МР области (11.3 нм) и исследовалась дифракция жесткого рентгеновского излучения (0.154 нм). В зависимости от температуры и времени отжига была определена зависимость коэффициента отражения в МР области, были проведены оценки толщин образующихся переходных слоев, оценены коэффициент диффузии и энергии активации процессов, приводящих к деградации образцов.

Деградационные процессы в наносистемах существенно отличаются от таковых в массивных объектах. Как известно, наносистемы и в частности нанопленки являются термодинамически нестабильными объектами, обладающими достаточно большой избыточной энергией [1]. Большая избыточная энергия, характерная для наносистем, вносит существенные коррективы в протекающие процессы. Само существование нанопленок возможно за счет наличия энергетического барьера и, как следствие, кинетических затруднений, возникающих при диффузии частиц. Тем не менее, деградация нанопленок идет непрерывно и ее скорость, в основном, определяется температурой и структурой образца. Нанопленки характеризуются большим разнообразием кристаллических структур, что значительно усложняет исследования. Выход состоит в приготовлении образцов, обладающих строго одинаковой структурой.

Для наших исследований использовался уникальный нанообъект – рентгеновские зеркала, представляющее собой многослойную нанопленку. Уникальность данных объектов состоит в том, что они изготавливаются с строго одинаковой структурой (как правило аморфной). Для подобных объектов удобно использовать высокочувствительные методы диагностики, основанные на взаимодействии с коротковолновым излучением. Комбинация подобных свойств позволяет провести подробные исследования процессов диффузии в данных структурах. В представленной работе исследуется зависимость протекания деградационных процессов от температуры в нанопленках Mo/Be, как одной из самых перспективных пар материалов, применяемых для многослойных отражающих структур [2]. В

процессе исследований проводится изотермическая выдержка образцов разной длительности. После проведения отжига образцы исследуются с помощью дифракции жесткого рентгеновского излучения и отражения в области мягкого рентгеновского излучения. Полученные угловые зависимости отражения чрезвычайно чувствительны к структуре образца и, соответственно, дают возможность наблюдать за ее малыми изменениями [3].

Процессы деградации наносистем характеризуются сложностью одновременно протекающих процессов. Так при нагреве расширяется диффузионная зона, происходит кристаллизация и тп. Детально рассмотреть все процессы не представляется возможным, поэтому при проведении данной работы рассматривалась упрощенная модель процессов протекающих при деградации нанопленки Mo/Be. Так считалось, что процессов кристаллизации нет, и происходит исключительно диффузия материалов при неизменной плотности слоев.

При исследовании дифракции жесткого рентгеновского излучения на образцах, были получены дифрактограммы, при обработке которых получены размеры межслоевой шероховатости. Считалось, что шероховатость соответствует толщине диффузионной зоны, которая в свою очередь определяется исключительно временем отжига и коэффициентом диффузии. Коэффициент диффузии для Mo и Be принимается одинаковым, не зависящим от порядка чередования слоев и неизменным для данной температуры. Таким образом, были оценены коэффициент диффузии в данных материалах и энергия активации

диффузионных процессов. Зная толщины переходных слоев, можно рассчитать коэффициент отражения данной структуры для МР излучения. Далее проводилось сравнение полученных расчетных результатов с измеренными.

На рис. 1 приведены нормированные зависимости коэффициента отражения (11.3 нм) в области мягкого МР излучения от длительности отжига образцов при различных температурах. Использовались одинаковые образцы следующей структуры: кремниевая подложка, слой Мо 2.6 нм, слой Ве 3.28 нм, количество слоев 110.

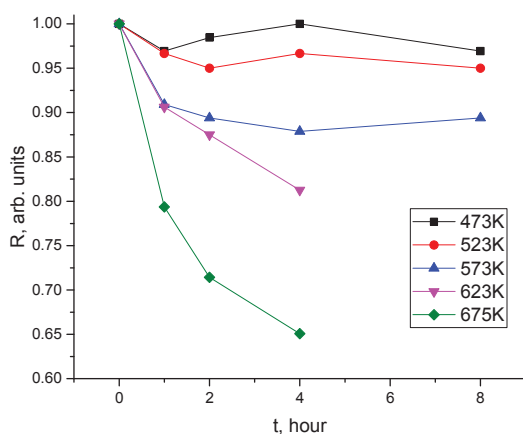


Рис. 1. Нормированные зависимости коэффициента отражения пленок Мо/Ве для длины волны 11.3 нм от температуры и времени отжига.

Как следует из рис. 1 после резкого уменьшения коэффициента отражения дальнейшая деградация образца приостанавливается, и образец может находиться в стабильном состоянии достаточно длительное время. Это неожиданный результат, по видимому свидетельствующий о том что в процессе

диффузии в пленках образуются мощные диффузионные барьеры, стабилизирующие пленки. Исходя из приведенных измерений существенная деградация пленок системы Мо/Ве начинается при нагреве выше 573К.

В процессе проведения отжига длина волны соответствующая максимальному коэффициенту отражения оставалась неизменной, что свидетельствует о малости процессов связанных с изменением толщин пленок.

Таким образом, в процессе выполнения работы получены следующие результаты:

- 1) Определена зависимость коэффициента отражения от температуры и времени выдержки нанопленки Мо/Ве.
- 2) Определены температурно-временные области длительного хранения нанопленок.

В докладе также будут представлены оценки коэффициентов диффузии и энергии активации процессов приводящих к деградации нанопленок.

Литература

1. А.Г. Мержанов и др., Термодинамический анализ реакций СВС. Черноголовка, препринт, 1975.
2. N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko // AIP Advances, 2013, v.3, p.082130.
3. М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // УФН, 2012, т. 182, с. 727–747.

Результаты первых экспериментов, проведенных на модульной установке по исследованию кластерных пучков инертных газов

А.Н. Нечай, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, А.Е. Пестов

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

nechay@ipm.sci-nnov.ru

Собрана оригинальная модульная научно-исследовательская установка, предназначенная для следующих направлений исследований: генерация излучения с использованием кластерного пучка в качестве мишени и исследование взаимодействия кластерного пучка с поверхностью. Модульная конструкция установки позволит проводить исследования, последовательно расширяя возможности установки. Разработаны и реализованы ряд систем установки; такие как система приготовления кластеров, криосорбционная и криоконденсационная система откачки, система детектирования излучения, лазерная система.

В настоящее время в ИФМ РАН разработана, изготовлена и собрана установка для комплексного исследования кластерных пучков. С использованием данной установки предполагается провести исследования эмиссионных свойств кластерных пучков в МР и ЭУФ области спектра и исследования воздействия ускоренных кластерных пучков на поверхность. Так в [1] проведены эксперименты, согласно которым эмиссионные свойства кластерных пучков существенно отличаются от эмиссионных свойств газовых мишеней. Исследование данного направления может привести к созданию высокоэффективного источника МР и ЭУФ излучения. Второе направление исследований – обработка поверхностей для полировки и придания им определенной формы. Данное направление открывает перспективы для изготовления оптических элементов с улучшенными характеристиками, в частности асферических, что весьма востребовано в настоящее время [2].

В настоящее время завершены следующие этапы создания установки:

Изготовлены корпусные и несущие элементы установки, проведен монтаж. Установка собиралась на базе универсального вакуумного поста. Рабочая камера оригинальной конструкции, разработана и изготовлена силами ИФМ РАН.

Для откачки объема рабочей камеры в установке была использована комбинация криосорбционной и криоконденсационной систем откачки. Криоконденсационные системы характеризуются большими

скоростями откачки для высококипящих газов, но плохо справляются с откачкой низкокипящих газов. Криосорбционные системы откачки на базе криокулеров позволяют откачать низкокипящие газы, но сравнительно маломощны из-за малой хладопроизводительности. Комбинация данных систем позволяет проводить откачку мощных газовых потоков, в частности таких, которые формируются газовыми соплами. Особо стоит отметить устойчивость данных систем к прорыву атмосферы.

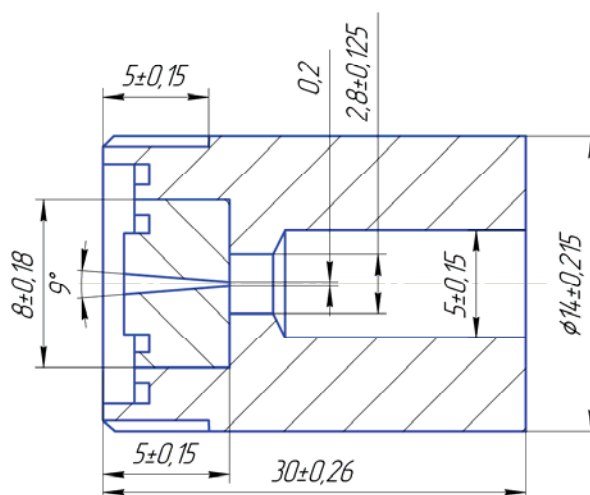


Рис. 1. Сверхзвуковое коническое сопло.

Для формирования кластерного пучка разработано и изготовлено коническое сверхзвуковое газовое сопло со следующими параметрами: критическое сечение 200 мкм, длина сопла 5 мм, угол раствора 9°. Для изготовленного сопла измерен достигаемый

вакуум в рабочей камере в зависимости от расхода газа через сопло и другие характеристики используемых откачных систем. Также были определены режимы истечения газа через сопло в зависимости от давления и рода подаваемого газа, найдены перепады давлений, для которых реализуется сверхзвуковое и дозвуковое истечения. Схематический рисунок сопла приведен на рис. 1.

Для возбуждения кластерного пучка смонтирован лазерный источник излучения на базе лазера ИЛ-ТИ-205. Проведена сборка и юстировка данной системы. Для ввода и фокусировки лазерного излучения в рабочую камеру установки разработан и изготовлен оптический ввод оригинальной конструкции. Данный ввод позволяет перемещать пятно фокусировки лазерного излучения внутри рабочей камеры.

В качестве приемника излучения временно используется фотометр. Фотометр работает следующим образом – с помощью шагового двигателя в анализируемый пучок излучения вводятся и выводятся оптические фильтры. Используя различные комбинации фильтров можно оценить интенсивность излучения в отдельных спектральных диапазонах. Приемником излучения служит фотодиод AXUV-100 калиброванный в абсолютных единицах, предназначенный для работы в МР и ЭУФ областях спектра.

Для ускорения кластерного пучка выбрана следующая схема – кластерный пучок предварительно ионизируется электронным пучком и затем ускоряется системой электродов. Для этого разработана и частично изготовлена ускорительная система, включающая в себя электронные пушки и ряд высоковольтных источников питания.

В настоящее время на установке проводятся исследования эмиссионных свойств в МР и ЭУФ областях кластерных пучков высококипящих газов, таких как криптон.

В докладе будут приведены измеренные нагрузочные характеристики используемой системы откачки и измеренные расходные характеристики сопла. Также будут представлены эмиссионные спектры газовой и кластерной плазмы, формируемой при возбуждении соответственно газовой струи либо кластерного пучка.

Литература

1. Е.А. Bondarenko, Е.Т. Verkhovtseva, Yu.S. Doronin, А.М. Ratner // Chem Phys. Lett. 1991, v.182, N6, p.637–642.
2. I. Yamada, J. Matsuo, Z. Insepov, M. Akizuki // Nuclear instruments and methods in physics Research B, 1995, v. 106, p. 165.

Влияние барьерных слоев на свойства многослойных зеркал Mo/Be

Д.Е. Парьев*, А.Н. Нечай, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашенко, М.Н. Свечников, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

* pariev@ipmras.ru

В данной работе приводятся экспериментальные сведения об использовании барьерных слоев в качестве сглаживания межслоевой шероховатости, защиты структуры от окисления и о проблемах их использования.

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 ($\lambda = 11,2$ нм). В работе [1] изучались структуры Mo/Be. При этом был достигнут пиковый коэффициент отражения на этой длине волны 70,1% при теоретическом пределе 75,6%. Можно отметить, что даже такая величина номинально превосходит (или, как минимум, не уступает) стандартно получаемым $R = 69 - 70\%$ для зеркал Mo/Si, применяемых в оптических схемах установок литографии с рабочей длиной волны 13,5 нм. И это интересно с точки зрения получения большего пространственного разрешения литографического оборудования путем перехода к более короткой рабочей длине волны.

На рис. 1 и рис. 2 приведены экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения Mo/Be МЗ. С помощью подгонки были получены параметры структуры: $h_{Be} = 3.638$ нм, $h_{Mo} = 2.253$ нм, плотность Be такая же, как у сплошного материала, плотность Mo 97% от плотности сплошного материала, шероховатость Be-на-Mo 0.36 нм, Mo-на-Be 0.71 нм, $R \approx 69\%$. Как видно, коэффициент отражения от теоретического (75.6%) отличается сильно. Главная причина такого несоответствия является высокая межслоевая шероховатость.

На рис. 3 и рис. 4 представлены экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения Mo/Be МЗ с барьерным слоем из кремния. С помощью подгонки были получены параметры структуры: $h_{Be} = 2.9$ нм, $h_{Mo} = 2.6$ нм, $h_{Si} = 0.27$ нм, шероховатость Be-на-Mo 0.27 нм, Mo-на-Be 0.45 нм, $R \approx 64\%$. Как видно межслоевая шероховатость стала ниже, т.е. барьерный слой вы-

ступил в качестве сглаживающего фактора. Коэффициент отражения на длине волны 11.4 нм упал, но это связано с высокой поглощающей способностью Si на этой длине волны. Поэтому применять барьерные слои необходимо, но вместо Si, нужно подобрать другие материалы, которые являются прозрачными на длине волны 11.4 нм и сглаживают межслоевую шероховатость на границе Mo-Be.

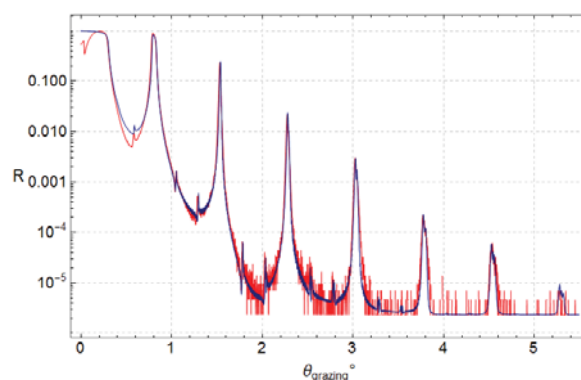


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения Mo/Be МЗ на длине волны 0.154 нм.

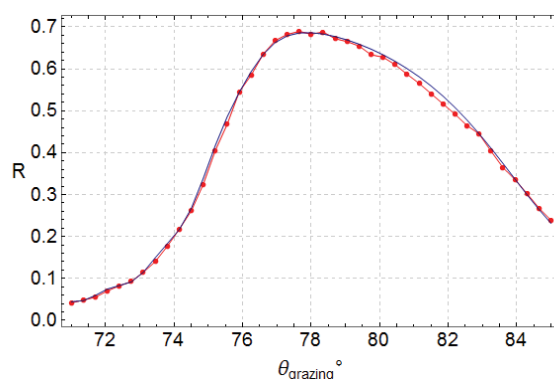


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения Mo/Be МЗ на длине волны 11.4 нм.

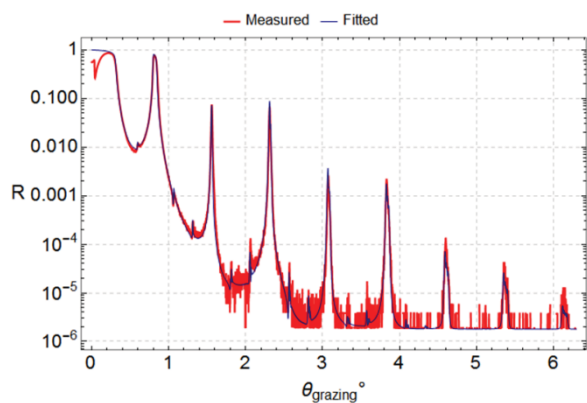


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения Mo/Be/Si M3 на длине волны 0.154 нм.

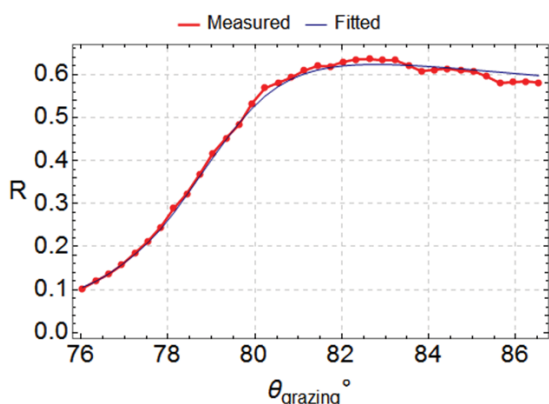


Рис. 4. Экспериментальные и расчетные угловые зависимости коэффициентов отражения Mo/Be/Si M3 на длине волны 11.4 нм.

Еще одна причина необходимости применения барьерных слоев, является их защитные свойства от окисления структуры. Был проведен эксперимент по окислению Mo/Be M3. Он заключался в измерении коэффициента отражения на длине 11.4 нм через разные промежутки времени. Были получены сведения, что при хранении на воздухе отражение Mo/Be M3 снизилось с 70 – 71% до 68-69%. Поэтому, были синтезированы тонкие пленки Mo и Be толщиной 5 нм и наблюдалась динамика их окисления в атмосфере при нормальных условиях. На рис. 5 приведены экспериментальные данные по динамике окисления Mo пленки. Видно, что со временем толщина сплошного Mo уменьшается, а на поверхности образуется слой менее плотный, чем Mo, что свидетельствует об окислении. Следовательно, Mo/Be M3 нужно закрывать сверху защитным слоем, чтобы Mo в структуре не окислялся.

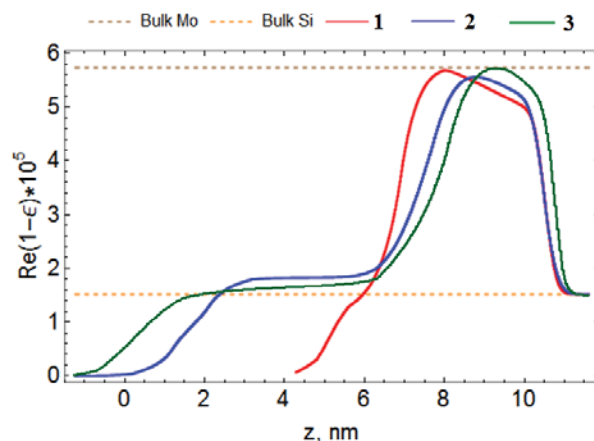


Рис. 5. Пленка Mo, динамика: 1 – сразу после напыления, 2 – 5 месяцев на воздухе, 3 – 7 месяцев на воздухе.

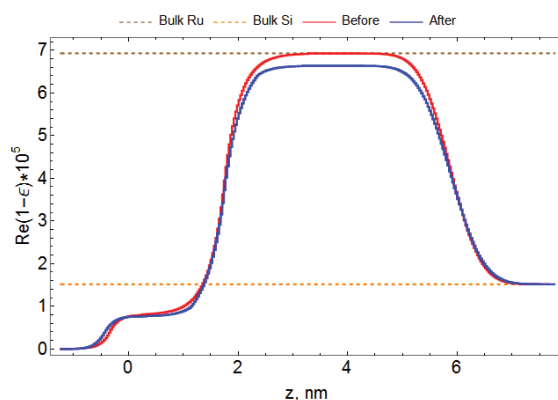


Рис. 6. Пленка Ru, динамика: 1 – сразу после напыления, 2 – 6 месяцев на воздухе.

На рис. 6 приведен эксперимент по окислению Ru пленки. Видно, что Ru за полгода не окислился. Но здесь может возникнуть та же проблема, как и с Si, понижение отражения на длине волны 11.4 нм из-за высокого поглощения материала. Поэтому, возникает необходимость найти защитное покрытие с минимизацией потерь отражения.

Подводя итог можно сказать, что использование барьерных слоев может сыграть решающую роль, чтобы добиться коэффициента отражения больше 70% на длине волны 11.4 нм.

Литература

1. С. Montcalm, S. Bajt, P. Mirkarimi et al. // SPIE 3331, 42-51 (1998).

Численное моделирование линии задержки на основе дифракции когерентных рентгеновских импульсов в многослойных кристаллических структурах

И.А. Петров*, В.А. Бушуев

МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, Москва, ГСП-1, 119991.

* iapetrov@yahoo.com

Выполнено численное моделирование дифракции фемтосекундных рентгеновских импульсов в многослойных кристаллах. Показано, что подобные структуры возможно использовать для генерации задержанных импульсов. Рассмотрены технические аспекты, имеющие место при реализации предложенного метода.

Введение

Для проведения экспериментов с временным разрешением на источниках рентгеновского излучения 3-го и 4-го поколения требуется создание эффективной линии задержки. Ранее представленные и используемые в настоящее время линии задержки для мягкого и жесткого рентгеновского излучения основаны на трансляции и повороте зеркал [1]. Несмотря на возможность изменения времени задержки, механическая фиксация оптических устройств будет неизбежно вести к погрешностям.

В данной работе ставится задача моделирования дифракции импульсов жесткого рентгеновского диапазона в многослойных кристаллах и анализа временных параметров выдаваемых импульсов в зависимости от свойств кристаллической структуры.

Теория

Для численного моделирования импульса будем использовать модель бесконечно широкого импульса – волнового пакета, так как для целей данной работы имеет значение лишь временная структура импульса.

Рассмотрим падающий волновой пакет гауссовской формы:

$$A_{in}(t) = \exp(-t^2/t_0^2). \quad (1)$$

Фурье-преобразование такого сигнала дает спектр гауссовской формы:

$$A_{in}(\Omega) = \exp(-\Omega^2/\Omega_0^2), \quad (2)$$

где $\Omega = \omega - \omega_0$ — частотная отстройка плосковолновой компоненты от несущей частоты $\omega_0 = 2\pi/\lambda$, $\Omega_0 = 2/\tau_0$. Временную форму отраженного волнового пакета можно получить с помощью обратного преобразования Фурье

$$A_R(t) = \int R(\Omega)A_{in}(\Omega)\exp(i\Omega t)d\Omega, \quad (3)$$

где $R(\Omega)$ — коэффициент отражения плосковолновой компоненты с частотной отстройкой Ω , рассчитанный в рамках теории динамической дифракции рентгеновских импульсов [2].

При добавлении примесей кристаллическая решетка деформируется, что приводит к изменению угла Брэгга. Так, если имеется многослойный кристалл с различными углами Брэгга для каждого из слоев, то становится возможным “разделить” падающий импульс на несколько отстающих во времени частей. На рис. 1 показаны частотные зависимости амплитуды спектра падающего волнового пакета и амплитудного коэффициента отражения от бикристалла. Из расположения графиков ясно, что чем короче импульс, тем заметнее будут временные эффекты.

В данной работе рассмотрено отражение сверхкоротких рентгеновских импульсов от полубесконечного кристалла с деформированной пленкой, на примере которой получены и проанализированы некоторые зависимости временных параметров, представляющих интерес для целей эксперимента.

Результаты расчетов

По причине того, что брэгговские пики в несколько раз уже спектра падающего фемтосекундного им-

пульса, длительность дифрагированных импульсов будет составлять порядка 10 фс. Поскольку длительность дифрагированных импульсов определяется шириной брэгговского пика, она не зависит от длительности падающего импульса.

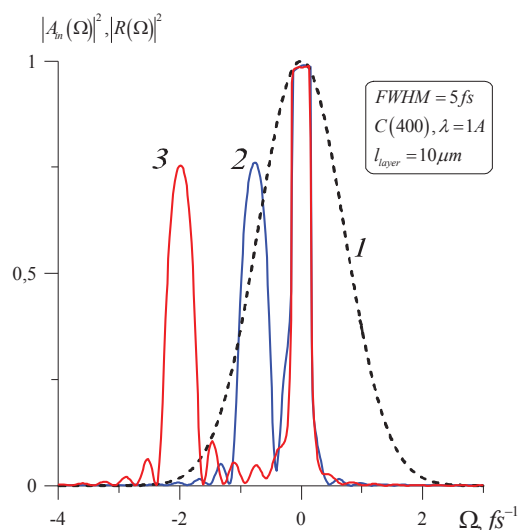


Рис. 1. 1 — спектр падающего волнового пакета, 2 — квадрат амплитудного коэффициента отражения от полубесконечного кристалла с кристаллической пленкой толщиной $l = 10 \mu m$, деформация решетки в пленке относительно подложки $\Delta d/d = 2 \cdot 10^{-5}$, 3 — $\Delta d/d = 5 \cdot 10^{-5}$.

Ясно, что задержка определяется временем прохождения толщины пленки и обратно ($\tau = 2l/c \sin \theta$), и не должна зависеть от других параметров. Однако как видно на рис. 2, имеет место нетривиальная зависимость времени задержки от величины деформации в пленке.

Также согласно рис. 2 с увеличением деформации увеличивается отношение длительности второго (задержанного) импульса к длительности первого. Как показывают расчеты, это отношение уменьшается с увеличением толщины пленки при постоянной деформации в ней, что объясняется сужением брэгговского пика от пленки с увеличением её толщины при неизменной ширине пика отражения от подложки. Стоит отметить, что при дифракции на многослойном кристалле временная структура выходного импульса крайне нерегулярна.

Таким образом, представляется возможной реализация линии задержки с использованием в простейшем случае двух бикристаллов ориентированных наподобие двухкристалльного монохроматора.

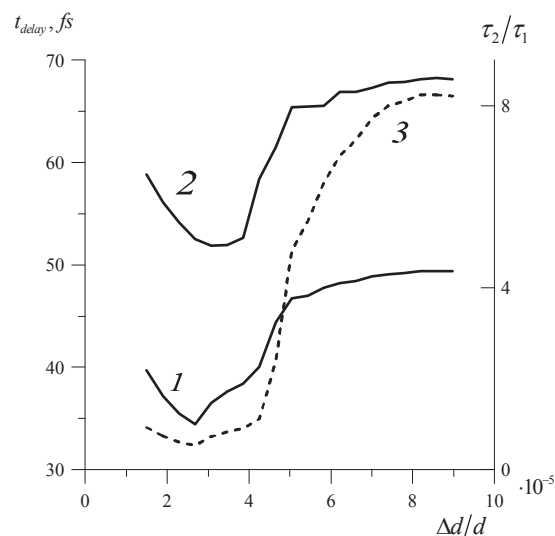


Рис. 2. 1,2 — зависимости времени задержки между импульсами при толщине пленки $l = 10 \mu m$ и $l = 15 \mu m$ соответственно от величины деформации в пленке, 3 — зависимость отношения длительностей задержанных импульсов от величины деформации в пленке.

В работе рассмотрен случай бесконечно когерентного во времени волнового пакета в качестве простейшей модели излучения современных источников рентгеновского излучения. Отметим, что в более реальной модели частично когерентного во времени импульса эффекты будут заметнее в силу уширения частотного спектра падающего импульса. Поскольку временные параметры задержанных импульсов определяются только параметрами кристалла, для линии задержки на основе двух параллельных бикристаллов не требуется изменение положения оптических элементов. Так, погрешность современных круговых гониометров, составляющая десятки угловых секунд, приемлема для работы предложенной линии задержки, однако усложняет создание традиционных линий задержки.

Для работы предложенной линии задержки предпочтительно использование кристаллов алмаза по причине слабого поглощения в них и высокой теплопроводности, что облегчает задачу отвода тепла.

Литература

1. W. Roseker et al. // J. Synchrotron Rad., V. 18, p. 481 (2011).
2. V.A. Bushuev // J. Synchrotron Rad., V. 15, p. 495 (2008).

Угловые зависимости абсолютных величин сечений поглощения в области NEXAFS C1s края поглощения в высокоориентированном пиролиитическом графите

О.В. Петрова¹, С.В. Некипелов^{1,2}, А.М. Обьедков³, Б.С. Каверин³, К.В. Кремлев³,
А.Е. Мингалева¹, Н.Н. Шомысов¹, В.Н. Сивков^{1,*}

1 Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167904.

2 Сыктывкарский госуниверситет, 167001, Сыктывкар, Октябрьский пр., 55

3 Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603950.

*
svn@dm.komisc.ru

Получены данные по спектральным зависимостям сечений поглощения и распределениям сил осцилляторов отдельных вкладов C1s — π^* и C1s — σ^* рентгеновских переходов для (НОРГ).

Введение

Спектральные зависимости сечений поглощения (СП) в области NEXAFS и определяемые из них распределения сил осцилляторов (СО) рентгеновских переходов являются фундаментальными параметрами, характеризующими процесс взаимодействия рентгеновского кванта с веществом. Однако проведение абсолютных измерений СП является сложной экспериментальной задачей, которая к настоящему времени успешно решена лишь в случае применения метода прямого фотопоглощения, который неприемлем для изучения наноструктурированных систем. Альтернативным является применение метода полного электронного выхода (ТЕУ) для изучения наноструктур, для которого характерно отсутствие «эффекта толщины», но требует решения проблемы фоновых искажений сечений и привязки к абсолютной шкале. В работе с использованием метода ТЕУ изучено распределение СО в области NEXAFS C1s – края поглощения НОРГ. Не смотря на наличие большого числа исследований NEXAFS C1s спектра поглощения НОРГ в том числе и угловых с использованием синхротронного излучения (СИ), к настоящему времени отсутствуют данные по распределению СО рентгеновских переходов. В работе предлагается подход, позволяющий из спектральных зависимостей СП в области NEXAFS C1s – края поглощения НОРГ получить распределение СО отдельно для переходов на состояния π^* и σ^* симметрии. Спектральные зависимости СП изучались методом ТЕУ с энергетическим разрешением не хуже 0.05эВ.

При этом образцы НОРГ закреплялись проводящим серебряным клеем на медном держателе. Измерения проводились с использованием линейно поляризованного излучения на Российско-Немецком канале выхода и монохроматизации излучения синхротронного источника BESSY-II в интервале углов падения $\theta = 20^0 - 90^0$ относительно поверхности образца. Для подавления и измерения немонохроматического фона использовалась свободная Ti-пленка толщиной 230нм.

Результаты и обсуждение

Величина сигнала ТЕУ прямо пропорциональна СП рентгеновского излучения σ , энергии кванта E_0 и интенсивности I_0 падающего монохроматизированного пучка СИ. При этом коэффициент пропорциональности является монотонной функцией $\varphi(E)$ от энергии характерной для конкретного материала. Используемая в настоящей работе методика абсолютных измерений СП методом ТЕУ может быть применена только к тем соединениям, которые имеют в требуемом энергетическом интервале функцию $\varphi(E)$, строго пропорциональную функции соединения, используемого для определения интенсивности падающего СИ в относительных единицах. В качестве последнего могут быть использованы одноатомные соединения с известными СП, например золото, слабелегированный (проводящий) кремний или медь, которые имеют монотонную зависимость СП в области ультрамягкого рентгеновского излучения в интервале 200–800 эВ. Проведенные исследования показали, что для изу-

чения распределения сил осцилляторов наноструктурированных углеродных материалов в области NEXAFS C1s – края поглощения могут быть использованы Au, Si и Cu, поскольку их функции $\Phi(E)$ прямо пропорциональны друг другу и моноуглеродным соединениям таким, как НОРГ, фуллериты и углеродные нанотрубки. В настоящей работе для определения интенсивности падающего пучка СИ были использован сигнал ТЕУ чистого Au. На рис. 1 приведены спектральные зависимости парциальных СП в интервале углов $\theta = 90^\circ$ – 20° (угол отсчитывается от плоскости образца).

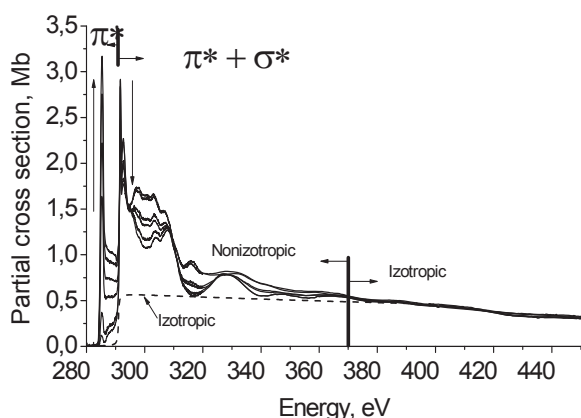


Рис. 1. Спектральные зависимости сечений поглощения НОРГ в широком интервале энергий для углов падения $\theta = 90^\circ, 70^\circ, 50^\circ, 40^\circ, 30^\circ$ и 20° . Вертикальными стрелками указано направление изменения величин сечений поглощения с уменьшением угла. Горизонтальные стрелки и вертикальные отрезки указывают области изотропного и анизотропного поведения сечения поглощения (370 эВ), а также области переходов на π^* -орбитали и области $\pi^* + \sigma^*$ переходов (291.2 эВ).

В случае нормального падения вектор электрического поля E^{\parallel} в падающем излучении направлен параллельно поверхности образца, то есть лежит в плоскости σ^* -орбиталей, в случае скользящего падения составляет угол θ с нормалью к поверхности образца и направлением π^* -орбиталей. При этом вторая компонента вектора электрического поля E^{\perp} в падающем пучке СИ при любом угле θ также параллельна плоскости σ^* -орбиталей. Поэтому при нормальном падении должны иметь место только C1s $\rightarrow \sigma^*$ переходы. В других случаях с уменьшением θ их вклад от E^{\parallel} компоненты будет уменьшаться пропорционально $\sin^2\theta$, а вклад C1s $\rightarrow \pi^*$ переходов будет увеличиваться пропорционально $\cos^2\theta$. Однако вклад от составляющей E^{\perp} в C1s $\rightarrow \sigma^*$ переходы будет оставаться при любом θ одинаковым. Учитывая вышесказанное и принимая во внимание наличие в спектральных зависимостях сечения поглощения изотропной составляющей

$\sigma_{iz}(E)$, зависящей от энергии рентгеновского кванта E , для спектральной зависимости парциального сечения поглощения $\sigma_{\theta}(E)$ может быть написано выражение:

$$\sigma_{\theta}(E) = P[A(E) - B(E)]\cos^2\theta + B(E) + \sigma_{iz}(E), \quad (1)$$

где $A(E)$ и $B(E)$ зависящие от энергии коэффициенты, равные абсолютным величинам СП переходов в π^* и σ^* состояния при углах $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$, соответственно, а P поляризация падающего пучка СИ. Путем линейной экстраполяции из области энергий 370–400 эВ может быть выделена изотропная часть сечения поглощения $\sigma_{iz}(E)$ в области NEXAFS, которая указана штриховой линией на рис. 1. Используя спектральные зависимости СП на рис. 1 и соотношение (1) можно получить отдельно спектральные зависимости и $A(E)$ и $B(E)$, которые представлены на рисунках 2 и 3, соответственно, разложенные на составляющие полосы поглощения рентгеновских C1s $\rightarrow p^*$ и C1s $\rightarrow \sigma^*$ переходов.

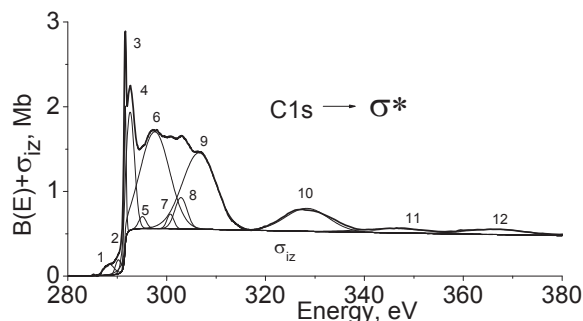


Рис. 2. Спектральные зависимости сечений поглощения парциальных сечений поглощения C1s $\rightarrow \sigma^*$ переходов в НОРГ в сумме с изотропной частью сечения поглощения,

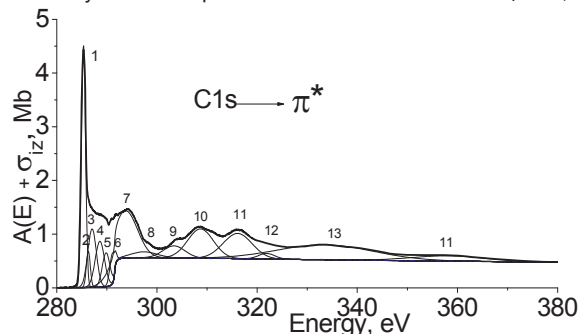


Рис. 3. Спектральные зависимости сечений поглощения парциальных сечений поглощения C1s $\rightarrow \pi^*$ переходов в НОРГ в сумме с изотропной частью сечения поглощения,

Работа была выполнена в рамках двухсторонней программы RGBL на BESSY II и при финансовой поддержке грантов РФФИ № 16-32-00441 мол_а, 16-42-110610 р-а, 16-43-110350 р-а и Программы фундаментальных исследований УрО РАН.

Разработка многослойных зеркал со стабильными характеристиками для спектрального диапазона 25-60 нм

В.Н. Полковников*, Ю.А. Вайнер, Д.А. Гаман, С.Ю. Зуев, Н.Н. Салашенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

* polkovnikov@ipmras.ru

Работа посвящена разработке многослойных зеркал со стабильными отражательными характеристиками. Структуры предназначены для создания оптических схем солнечных телескопов ЭУФ-диапазона. Показано, что зеркала на основе Ве/Al обладают стабильными характеристиками, удовлетворяющими требованиям, предъявляемым к телескопам на длине волны 30,4 нм. Для защиты зеркал на основе Mg и Al, оптимизированных на длину волны 58,4 нм, предлагается использовать силицид магния.

Введение

Наиболее используемым в настоящее время для коротковолновых исследований Солнца является диапазон $\lambda=10-60$ нм. Это связано, главным образом, с достаточно высокой информативностью диапазона и с наличием большого количества интенсивных спектральных линий с температурами возбуждения от переходного слоя (0,02 МК) до вспышек (20 МК).

Для указанного спектрального диапазона был выбран ряд линий и спектральных участков [1], представляющих наибольший интерес для решения научных задач. Спектральные линии выбирались из условий, что они излучаются наиболее распространенными в короне Солнца ионами элементов, у которых температуры ионизации существенно различаются и соответствуют различным слоям и структурам солнечной короны. При наличии соответствующей изображающей оптики это позволяет проводить спектральную диагностику короны.

Важной характеристикой многослойных зеркал для космических экспериментов является временная стабильность их отражательных свойств. И дело не только в том, что орбитальные обсерватории должны работать в космосе в течение нескольких лет. В условиях относительного вакуума спутника с установленными на борту телескопами процессы окисления если и не совсем останавливаются, то значительно замедляются. Однако до выхода на орбиту обсерватория может в течение нескольких месяцев или даже лет находиться в нормальных условиях на Земле. То есть контактировать с атмосферой и со-

держаться в ней влагой. Недопустимо, чтобы в этих условиях характеристики зеркал ухудшались.

В упомянутой работе [1] рассматривались «узкополосные» многослойные зеркала для рабочих длин волн 12,9, 13,2, 17,1, 17,5, 19,5, 30,4 и 58,4 нм. Показано, что отражательные характеристики зеркал на основе кремния (для каналов телескопов 12,9 и 13,2 нм) и на основе алюминия (17,1, 17,5 и 19,5 нм) не изменяются с течением времени даже при хранении в комнатных условиях. Но свойства зеркал на основе магния (30,4 и 58,4 нм) из-за высокой химической активности этого элемента подвержены деградации.

Например, в [1] отмечено снижение пикового значения коэффициента отражения зеркал Mo/Mg, оптимизированных на длину волны 58,4 нм, с исходных 38% до 20% за два года хранения. Наши измерения спустя еще год показали полное окисление структуры, отражение которой на рабочей длине волны не превышает 2%. Коэффициенты отражения Si/B₄C/Mg/Cr зеркал на длине волны 30,4 нм в течение 2-х лет уменьшились с 38 до 30% с явным трендом на стабилизацию параметров. В последующие пять лет отражение сохраняется на уровне 30%.

Выходом из сложившейся ситуации является поиск альтернативных структур, одновременно обладающим стабильными характеристиками и удовлетворяющим требованиям, предъявляемым к оптике современных солнечных телескопов.

Этого можно достичь двумя путями. Первый: отказ от магния как основы многослойных зеркал и замены его более устойчивым (менее подверженным

окислению) элементом. Второй: разработка защитных покрытий, предохраняющих структуру от окисления, но при этом минимально снижающих коэффициент отражения.

В данной работе мы применили первый подход для создания зеркал для 30,4 нм, а второй для зеркал, оптимизированных на 58,4 нм.

Зеркала Be/Al для 30,4 нм

Требования для зеркал телескопов, оптимизированных на 30,4 нм, формулируются следующим образом: пиковое значение коэффициента отражения не менее 25%, ширина пика отражения на половине высоты не более 1 нм.

В табл. 1 приведены результаты теоретических расчетов отражательных характеристик наиболее оптимальных с точки зрения максимума отражения зеркал на основе магния и структур Be/Al.

Таблица 1. Теоретические значения отражательных характеристик для идеальных зеркал на 30,4 нм.

Структура	$\Delta\lambda$, нм	R, %
Be/Mg	1,52	68,5
Be/Al	1	41
Si/Mg	1,04	57
SiC/Mg	1,84	55,7

Номинально уступая в отражении магниевым зеркалам, структуры Be/Al имеют одно из лучших значений спектральной селективности (отношение $\lambda/\Delta\lambda$). Кроме того, изучение зеркал Be/Si/Al (последовательность материалов дана в направлении от подложки к поверхности), оптимизированных на длину волны 17,1 нм показало высокую временную стабильность отражательных характеристик при таком сочетании материалов [2]. Роль кремниевого слоя в данном случае сводится к барьерной. В [2] показано, что внедрение тонкого (0,8-1 нм) слоя кремния между бериллием и алюминием приводит к сглаживанию межслоевых шероховатостей.

Синтезированная структура Be/Si/Al показала на длине волны 30,4 нм следующие отражательные характеристики: $R=26\%$, $\Delta\lambda\sim 0,8$ нм. Отличие этих параметров от теоретических значений может быть объяснено ненулевыми шероховатостями реальной структуры и наличием посторонних примесей.

Измерения, проведенные спустя год после синтеза этой структуры, подтвердили неизменность отражательных характеристик зеркала Be/Si/Al, то есть высокую стабильность.

Зеркала для 58,4 нм

На рис. 1 приведены результаты изучения временной стабильности многослойных зеркал, оптимизированных на длину волны 58,4 нм.

Прежде всего, следует обратить внимание на двухкомпонентные структуры Mo/Mg и Mo/Al. Их коэффициенты отражения нестабильны и неуклонно уменьшаются в течение достаточно долгого периода без тенденции к стабилизации. Важно отметить, что этот эффект имеет место и в случае, когда верхним слоем является менее активный молибден.

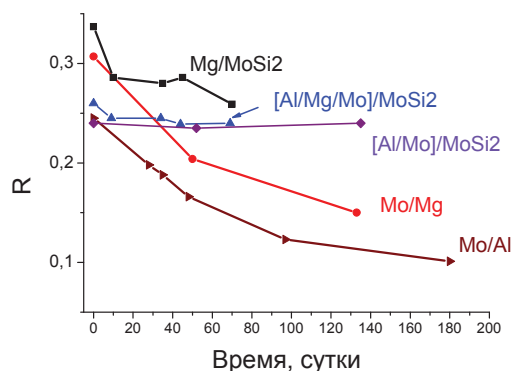


Рис. 1. Результаты изучения временной стабильности многослойных зеркал, оптимизированных на длину волны 58,4 нм.

Замена молибдена на силицид молибдена (структура Mg/MoSi₂) приводит к повышению стабильности отражения от зеркал. Это же можно сказать и про нанесение силицида молибдена в качестве защитного слоя.

Литература

1. S.A. Bogachev, N.I. Chkhalo, S.V. Kuzin et al. // Applied Optics, V. 55, 2126-2135 (2016).
2. В.Н. Полковников, Ю.А. Вайнер, М.Н. Дроздов и др. // Материалы XX симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Нижний Новгород. С. 397 (2016).

Проблемы и перспективы безмасочной литографии в области экстремального ультрафиолетового диапазона

В.Н. Полковников, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало*

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

*chkhalo@ipmras.ru

На примере анализа простейшей схемы с двухзеркальным объективом рассмотрена потенциальная производительность литографического процесса установки безмасочной литографии в экстремальном ультрафиолетовом (БЭУФЛ) диапазоне на длине волны 11.3 нм с Хе источником излучения. Показано, что при мощности лазера 1 кВт ее производительность может достигать 22 пластины с диаметром 300 мм в час. Проанализированы основные факторы, влияющие на производительность. Приводятся первые результаты изучения шероховатости, формы поверхности и коэффициента отражения Mo/Si многослойных зеркал, нанесенных на поверхность коммерчески доступных микро-электромеханической систем (МЭМС) с размером пикселя 8 мкм. Обсуждается влияние механических напряжений в многослойных пленках на коэффициент отражения в ЭУФ диапазоне. Делается вывод, что на данный момент создание МЭМС с улучшенными характеристиками является ключевой проблемой, от решения которой зависят перспективы БЭУФЛ.

Введение

Продолжающиеся инвестиции в проекционную ЭУФ литографию, однозначно указывают на уверенность в том, что она является литографией следующего поколения. С 2010г. заказчикам в опытную эксплуатацию ASML поставила более 20 машин на платформе Twinscan NXE – NXE 3100, NXE 3300 и NXE 3350 [1]. Сканер NXE 3300 обеспечивает 13 нм пространственное разрешение при однократной засветке и 9 нм – в DPP процессе [2]. Одним из серьезнейших недостатков проекционной литографии является то, что из-за высокой стоимости оборудования и дороговизны масок, она становится конкурентоспособной только при массовом производстве.

Этого недостатка, лишена безмасочная ЭУФ литография (БЭУФЛ), предложенная в [3]. В этой технологии рисунок, который проецируется на пластину с фоторезистом, кодируется состоянием пикселей (микрзеркал) микро-электромеханической системы (МЭМС). Стоимость литографического процесса не зависит от масштабов производства. Технология может применяться и при массовом, и при мелкосерийном производстве, и даже в научных исследованиях.

Несмотря на потенциально прорывной характер этой технологии, количество публикаций катастрофически мало. Современное состояние дел можно охарактеризовать следующим образом. Теоретически показано, что с помощью БЭУФЛ в условиях

ограниченного быстродействия МЭМС, импульсного характера источника излучения и механического сканирования пластины с фоторезистом можно формировать изображения, а размер пятна фокусировки (разрешение) может составлять порядка размера пикселя, нормированного на коэффициент уменьшения оптической системы. Для понимания перспектив этого метода литографии, интенсификации и расширения области исследований по этой теме в данной работе рассматриваются два ключевых на данный момент вопроса. Первый, ожидаемая производительность литографического процесса, как она соотносится с проекционной фотолитографией и многопучковой электронной литографией. Второе, какие проблемы возникают при напылении отражающих рентгеновское излучение многослойных покрытий на МЭМС, с целью развития технологий создания этих элементов для использования в ЭУФ диапазоне.

Принцип работы и производительности БЭУФЛ

Оптическая схема БЭУФЛ, предложенная в [4], приведена на рис. 1. Основными элементами схемы являются источник излучения (BEUV), представляющий собой лазерный пробой в Хе; коллектор излучения (Collector) освещает МЭМС (SLM). Pellicle представляет собой свободновисящую структуру с высоким коэффициентом пропускания излучения на рабочей длине волны. Отраженное от МЭМС излучение с помощью двухзеркального

объектива, формирует уменьшенное изображение SLM на пластине с фоторезистом (Wafer).

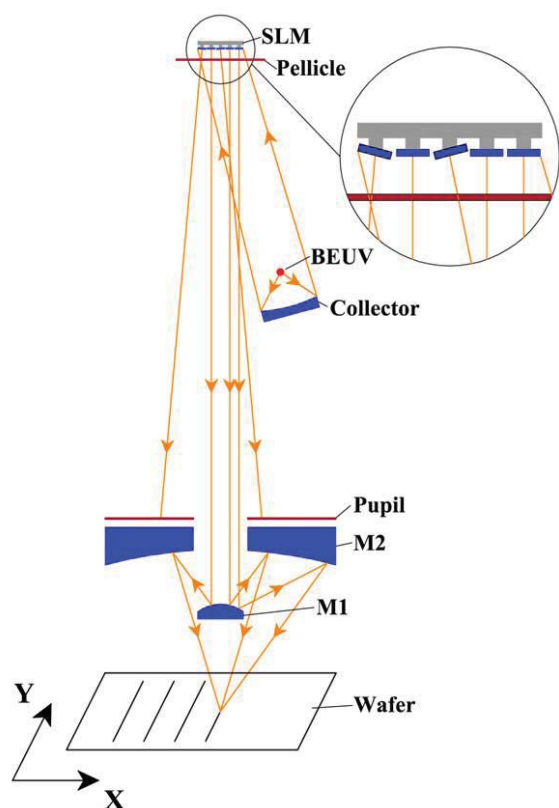


Рис. 1. Рентгенооптическая схема модельной установки MLXL. BEUV - источник излучения, Collector - коллектор BEUV излучения, Pellicle - свободностоящая пленка для защиты МЭМС, SLM (spatial light modulator) – МЭМС, покрытая отражающим многослойным зеркалом, Pupil – входная апертура, M1 и M2 – асферические многослойные зеркала проекционного объектива и Wafer – 2-D система сканирования с пластиной покрытой фоторезистом.

В данной технологии роль маски выполняет МЭМС, а рисунок топологии формируется состоянием пикселей, которое, в свою очередь, задается электрическими сигналами. Так как размер пикселя составляет порядка 1 – 2 мкм, то для достижения нанометрового разрешения требуется объектив с большим, ~100х, уменьшением.

В [4] показано, что производительность литографа пропорциональна мощности лазера и коэффициенту конверсии энергии лазерного излучения в ЭУФ, а так же квадрату числовой апертуры коллектора и, в наибольшей степени, коэффициенту отражения многослойного зеркала в степени, определяемой числом зеркал в схеме. Для приведенной на

рис. 1 схемы и достижимых на данный момент параметров зеркал и источника излучения производительность достигает величины 22 пластины диаметром 300 мм за час. Эта производительность всего в 2–3 раза уступает производительности проекционных литографов и на 2–3 порядка превосходит производительность многолучевого электронного литографа [5].

МЭМС для БЭУФЛ

Необходимым условием реализации БЭУФЛ является создание МЭМС с нанесенным на ее поверхность высокоотражающим на рабочей длине волны многослойным зеркалом. В этой связи можно выделить следующие проблемы, требующие своего изучения и решения. Во-первых, для обеспечения высоких коэффициентов отражения в рентгеновском диапазоне поверхность микрзеркал МЭМС должна быть атомарно гладкой. Во-вторых, плоскостность микрзеркал должна быть на таком уровне, чтобы угловой разброс отраженного от них излучения был бы меньше, чем входная апертура объектива. В-третьих, нанесенная на поверхность микрзеркал многослойная отражающая структура не должна сильно изменять механические свойства МЭМС. На основе этих исследований должны быть сформулированы требования к технологии изготовления МЭМС, учитывающие специфику применения для БЭУФЛ.

В докладе впервые будут представлены результаты исследований по нанесению на МЭМС многослойных зеркал для ЭУФ диапазона.

Литература

1. H.J. Levinson. 2016 International Workshop on EUV Lithography, June 13-16, Berkeley CA, Workshop Proc., P1. <http://www.euvlitho.com/2016/P1.pdf>.
2. B. Wu, A. Kumar // Appl. Phys. Rew. V. 1, 011104 (2014).
3. N. Choksi, D. S. Pickard et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. V. 17, 3047 (1999).
4. N.I. Chkhalo et al. // Proc. of SPIE. V. 10224, 102241O (2016).
5. I. Servin et al. // Proc. of SPIE. V. 9423, 94231C (2015).

Когерентное и диффузное рассеяние пространственно ограниченных рентгеновских пучков от несовершенных периодических структур

В.И. Пунегов

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.

vpunegov@dm.komisc.ru

Разработана статистическая динамическая теория дифракции пространственно ограниченного рентгеновского пучка в несовершенном кристалле с целью применения ее в картографировании интенсивности рассеяния в обратном пространстве. Получены решения для когерентной и диффузной интенсивности рассеяния.

Введение

Статистическая динамическая теория дифракции (СДТД), впервые разработанная Като для точечного источника [1], была расширена к задачам трехосевой рентгеновской дифрактометрии [2]. Однако полученные в [2] общие решения имеют громоздкий вид и малопривлекательны для экспериментаторов для анализа измеренных данных. Вместе с тем, следует отметить, что в численных расчетах диффузное рассеяние вычислялось согласно известной и уже устоявшейся процедуре [2]. Проблемы в рамках существующих теорий дифракции возникают с анализом когерентного рассеяния, поскольку при наличии неограниченной в размерах плоской рентгеновской волны когерентная составляющая в обратном пространстве представляет собой δ -функцию, тем самым затрудняется визуализация общей дифракционной картины в обратном пространстве. В связи с вышеизложенным обстоятельством, возникает задача расширения СДТД в случае пространственно ограниченных рентгеновских пучков. Актуальность данной проблемы очевидна и потому, что в реальном эксперименте как падающий, так и дифракционно отраженный рентгеновский пучок латерально ограничен наличием имеющихся щелей и коллиматоров.

Теория

Пусть на кристалл под углом $\theta = \theta_B + \omega$ падает плоская рентгеновская волна, где ω – отклонение рентгеновского пучка от угла Брэгга θ_B . Для простоты, рассмотрим симметричную брэгговскую дифракцию в несовершенном кристалле. Амплитудный коэффициент отражения пространственно ограниченного когерентного пучка от кристалла толщи-

ной l_z применительно к трехосевой схеме дифракции в обозначениях [3] имеет вид

$$R_h = a_h f \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[i\xi l_z] - 1}{2\pi l_{norm} Q} Y(\kappa, l_x^{(in)}) Y([\kappa - q_x], l_x^{(ex)}) e^{i\xi x^{(sh)}} d\kappa \quad (1)$$

где f – статический фактор Дебая-Валлера, $Y(\kappa, l) = 2 \sin(\kappa l / 2) / \kappa$, $\psi = 2a_0 - q_z + [q_x - 2\kappa] \cot \theta_B$, $\xi = \sqrt{\psi^2 - 4a_h a_h}$, $\xi_{1,2} = (-\psi \pm \xi) / 2$, $Q = \xi_1 \exp(i\xi l_z) - \xi_2$,

$l_x^{(in)}$ и $l_x^{(ex)}$ – латеральные ширины падающего и отраженного пучков, $l_x^{(sh)}$ – смещение отраженного пучка от начала координат.

Выражение для интенсивности диффузного рассеяния запишется как

$$I_h^d = \frac{|a_h|^2 (1 - f^2) \tau}{I_x^{(in)} l_z} \int_{-l_x^{(in)}/2}^{l_x^{(in)}/2} dx \int_0^{l_z} dz \exp(-2\mu z) I_0^c(x, z), \quad (2)$$

где τ – корреляционная площадь [2], $I_0^c(x, z)$ – интенсивность проходящей рентгеновской волны.

Численное моделирование

Численное моделирование рентгеновской дифракции в несовершенном кристалле кремния с ограниченным фронтом падающей и отраженной рентгеновской волны проведено на основе решений (1) и (2). Использованы табличные данные для симметричного (111) отражения σ -поляризованного рентгеновского $CuK_{\alpha 1}$ – излучения. В расчетах толщина кристалла $l_z = 10 \mu\text{m}$, ширина латерального размера засветки поверхности падающим пучком равна $100 \mu\text{m}$. Отраженный пучок имел такие же размеры.

В рассмотрении принята модель дефектов в виде сферически симметричных кулоновских кластеров [4]. Численные расчеты выполнены для кристаллов с одинаковыми размерами дефектов ($R_d=0.1\mu\text{m}$, $R_l=0.23\mu\text{m}$), но разной их концентрацией. Статический фактор Дебая–Валлера составлял, в одном случае, $f=0.8$, концентрация дефектов равна $C_{cl}=4.4\mu\text{m}^{-3}$. Для кристалла с большой концентрацией дефектов $C_{cl}=31.6\mu\text{m}^{-3}$ статический фактор равен $f=0.2$

На рис. 1 представлены расчетные RSM когерентной (а), диффузной (б) и полной интенсивности (в) рассеяния для статического фактора $f=0.8$. Здесь и на рис. 2 карты для когерентной и полной интенсивности представлены в логарифмическом масштабе, отношение между соседними линиями 0.273. Отношение между соседними линиями диффузной интенсивности показано на соответствующих рисунках. Для статического фактора $f=0.8$ аналогичные карты RSM показаны на рис. 2.

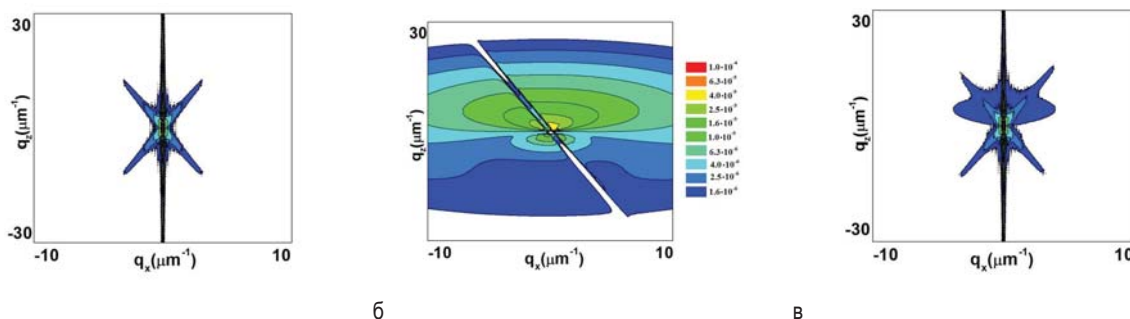


Рис. 1. Расчетные карты RSM когерентной (а), диффузной (б) и полной интенсивности для статического фактора $f=0.8$.

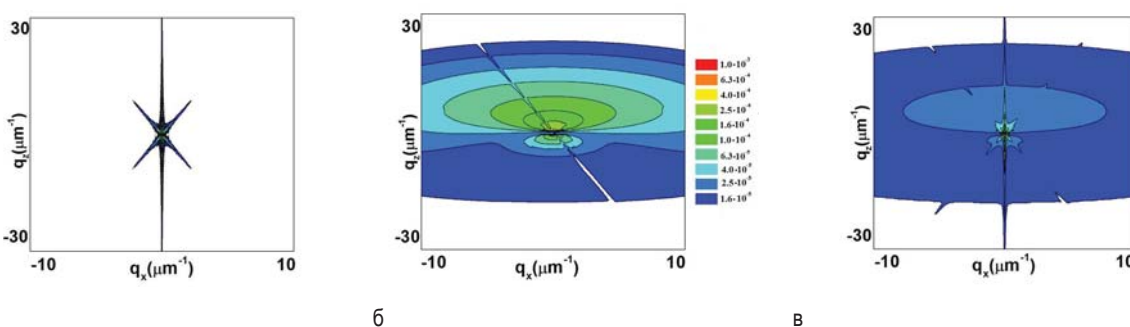


Рис. 2. Расчетные карты RSM когерентной (а), диффузной (б) и полной интенсивности для статического фактора $f=0.2$.

В случае менее дефектного кристалла ($f=0.8$), когда динамическое взаимодействие рентгеновских полей с решеткой более сильное, вертикальная полоса когерентного рассеяния шире (рис. 1а), чем для $f=0.2$ (рис. 1б). Этот эффект проявляется также на наклонном провале диффузного рассеяния, вызванного первичной экстинкцией. Наклонные полосы интенсивности когерентного рассеяния вызваны пространственной ограниченностью падающего и отраженного пучка. Поскольку источником диффузного рассеяния является проходящий через кристалл рентгеновский пучок, поэтому на RSM диффузного рассеяния только одна полоса, вызванная оттоком интенсивности в дифракционный пучок из-за первичной экстинкции.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 15-9-1-13) и РФФИ (проекты №17-02-00090 и № 16-43-110350).

Литература

1. N. Kato // Acta Cryst. A. V.36, 763 (1980).
2. К.М. Pavlov, V.I. Punegov // Acta Cryst. A, V. 56 227 (2000).
3. В.И. Пунегов // Успехи физических наук, Т. 185. 449 (2015).
4. В.И. Пунегов // Кристаллография, Т. 54. 415 (2009).

Рентгенодифракционная диагностика пористых слоев GaAs

В.И. Пунегов¹, А.А. Ломов², Д.В. Казаков¹, Д.В. Сивков¹

¹ Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.

² Физико-технологический институт РАН, Нахимовский проспект, 36/1, Москва, 117218

vpunegov@dm.komisc.ru

На основе теории рентгеновской дифракции в пористых кристаллах проведен количественный анализ структурных характеристик пористых слоев GaAs в рамках высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии в режиме θ - 2θ сканирования. Показана роль инструментальной функции в процедуре рентгенодифракционной диагностики пористых слоев разной толщины.

Введение

Пористые полупроводниковые III–V слои широко применяются в опто- и нанoeлектронике, включая высокоэффективные электроды для Li-ионных и солнечных батарей, термоэлектрические элементы, оптические или сенсорные устройства и т.д. Кроме того, пористые слои GaAs используются как буферные переходы для согласования различных кристаллических решеток в процессе эпитаксиального роста. Электрические и механические свойства пористых пленок зависят от структурных характеристик образцов. Как правило, пористые слои формируются методом анодирования. При прохождении электрического заряда через кристалл формируется пористая структура с определенной морфологией пор и характерной архитектурой в зависимости от режима анодирования. Структурная неразрушающая рентгенодифракционная диагностика пористых слоев является основной задачей данной работы. С использованием высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии проведены исследования структурных свойств пористых GaAs слоев, образованных различными режимами электрохимического травления GaAs (001) подложек в фтористоводородистых водных электролитах.

Количественный анализ пористых слоев GaAs

Высокоразрешающие рентгенодифракционные измерения были выполнены на трехкристальном дифрактометре в режиме θ - 2θ сканирования. В процедуре количественного анализа учитывалась инструментальная функция дифрактометра. Расчеты КДО проведены в рамках статистической динамической теории дифракции [1]. Сравнительный ана-

лиз выполнен минимизацией функционала невязки методом наименьших квадратов

$$\rho = \frac{1}{S} \sum_{s=1}^S \left[\frac{I_{\text{exp}}(q_z^s) - I_{\text{calc}}(q_z^s)}{I_{\text{exp}}(q_z^s)} \right]^2,$$

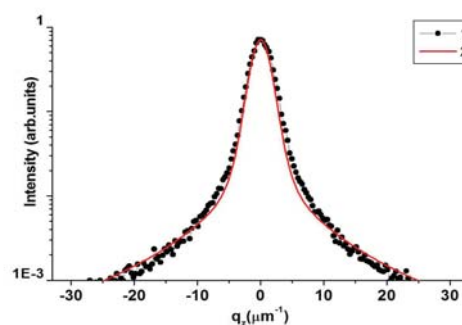


Рис. 1. Экспериментальная (1) и расчетная (2) КДО от подложки GaAs без пористого слоя.

где $I_{\text{exp}}(q_z^s)$ — экспериментальная и $I_{\text{calc}}(q_z^s)$ — расчетная интенсивность рассеяния, q_z^s — угловая координата в режиме ω - 2θ сканирования.

Экспериментальная (1) и расчетная (2) (с учетом инструментальной функции) кривые дифракционного отражения (КДО) от кристалла GaAs без пористого слоя показаны на рис. 1. На рис. 2 показаны КДО от кристалла GaAs с пористым слоем толщиной 2.65 μm . Здесь и на следующих рисунках сверху изображена расчетная КДО без учета инструментальной функции. Снизу показана экспериментальная (1) и расчетная (2) КДО с учетом инструментальной функции. Для данного образца деформация в пористом слое равна $\epsilon = -0.185 \times 10^{-3}$, пористость составляла 0.24. Использовалась модель пор в форме треугольной призмы [2], средний размер наклонных пор — 100 nm.

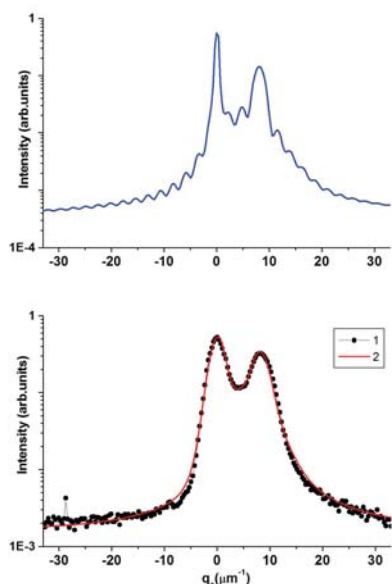


Рис. 2. КДО от GaAs с пористым слоем толщиной 2.65 μm.

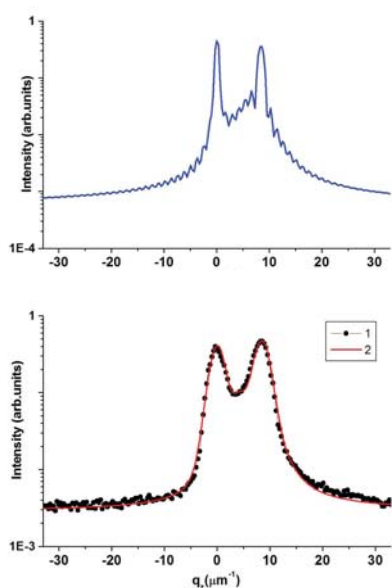


Рис. 3. КДО от GaAs с пористым слоем толщиной 5.15 μm.

Рис. 3 демонстрирует результаты исследований кристалла GaAs с пористым слоем 5.15 μm. Деформация в слое составляла $\varepsilon = -0.190 \times 10^{-3}$; пористость равна 0.3, средний размер пор порядка 100 nm. Следует отметить роль инструментальной функции (ИФ). В случае, когда в численных расчетах ИФ не учитывается, дифракционный пик от подложки GaAs выше, чем от пористого слоя (рис. 3). Учет ИФ не только уширяет дифракционные максимумы, но и влияет на соотношение их интенсивностей.

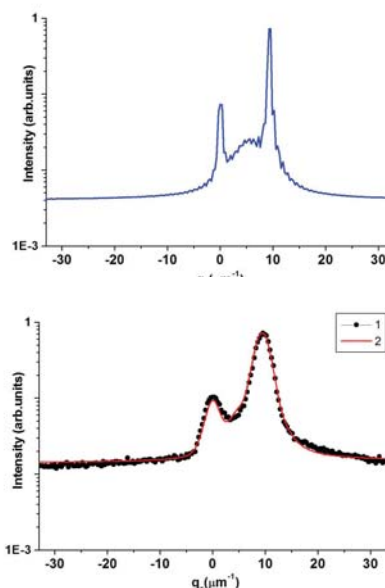


Рис. 4. КДО от GaAs с пористым слоем толщиной 26.0 μm.

На рис. 4 показаны кривые дифракционного отражения от GaAs с толстым пористым слоем (26.0 μm). Результаты рентгенодифракционного анализа показали, что деформация в пористом слое равна $\varepsilon = -0.210 \times 10^{-3}$; пористость имела значение 0.3, средний размер пор был порядка 150 nm.

Следует отметить, что чем толще пористый слой, тем уже дифракционный пик от него. Это связано с эффектом динамического взаимодействия рентгеновского излучения с веществом. Для большей пористости соответствует меньшее значение рентгеновской диэлектрической проницаемости, что в конечном итоге приводит к увеличению глубины первичной экстинкции и уменьшению ширины дифракционного максимума.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 15-9-1-13) и РФФИ (проекты №17-02-00090 и № 16-43-110350).

Литература

1. А.А. Ломов, В.И. Пунегов, D. Nohavica et al. // J. Appl. Cryst., V. 47, 1614 (2014).
2. В.И. Пунегов // Кристаллография, Т. 58. С. 652 (2013).

Определение параметров многослойных структур по данным рентгеновской рефлектометрии

М.В. Свечников*, Н.И. Чхало, Ю.А. Вайнер, Д.Е. Парьев, В.Н. Полковников

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

*svechnikovmv@gmail.com

Предлагается модельный подход к восстановлению структурных параметров многослойных систем, особенностью которого является представление переходного слоя между однородными слоями вещества в виде линейной комбинации заранее заданного набора функций.

Введение

Коэффициент отражения рентгеновского излучения от многослойных интерференционных структур (МИС) существенным образом зависит как от применяемых в элементарной ячейке материалов, так и от разного рода дефектов структуры, то есть отклонений распределения комплексной диэлектрической проницаемости от расчетного. Основные из них: случайные флуктуации и постоянный уход толщин пленок вглубь структуры, неоднородная и низкая, по сравнению с массивным материалом, плотность пленок, плавные переходные слои между двумя соседними пленками, шероховатость интерфейсов, приводящая к рассеянию излучения. Также к ухудшению отражающей способности зеркал приводят химические реакции как между веществами, составляющими элементарную ячейку, так и между материалами пленок и кислородом, постепенно проникающим из воздуха через внешнюю поверхность зеркала. Для целенаправленного поиска материалов и условий создания МИС необходимо наличие методик определения физических характеристик пленок и интерфейсов с ангстремным пространственным разрешением.

Модельный подход

Традиционно контроль структурных параметров одномерных многослойных наноструктур проводится посредством рефлектометрических измерений, чаще всего с использованием лабораторных дифрактометров с рабочей длиной волны около 0.154 нм, и подгонкой параметров модельной структуры для обеспечения наибольшего соответствия вычисленного и измеренного коэффициентов отражения. При этом почти всегда используются сравнительно простые модели, зависящие от не-

большого числа параметров, так как в противном случае решение становится сильно неоднозначным.

Простая и наиболее часто используемая модель многослойной структуры – модель однородных слоев, позволяющая простой численный расчет отражения и прохождения по рекуррентной формуле. Взаимопроникновение материалов друг в друга за счет диффузии или химического взаимодействия и эффект шероховатости интерфейсов при расчете зеркального отражения может быть сведен к эффективному переходному слою (одномерному). Влияние таких переходных областей на коэффициент отражения может быть учтено строго с разбивкой интерслоя на множество тонких квазиоднородных слоев и расчетом по рекуррентной формуле, или же упрощенным способом, таким как введение определенных множителей перед френелевскими коэффициентами отражения.

Основными особенностями кривых отражения от периодических МИС, полученных на длине волны 0.154 нм, являются брэгговские резонансы. В свою очередь, одним из основных критериев адекватности модели является ее способность описать эти резонансные пики. Расчет отражения в области резонанса может быть проведен в рамках кинематического приближения [1], и в этом случае можно видеть, что коэффициент отражения R в n -ом брэгговском пике определяется амплитудой соответствующей пространственной гармоники диэлектрической проницаемости B :

$$R^{s,p}(\varphi, \lambda) = \left| \frac{B \times \tau / 2}{b - i \sqrt{(B \times \tau / 2)^2 - b^2}} \right|^2$$

где b , τ – функции угла скольжения излучения, длины волны, периода и средней диэлектриче-

ской проницаемости структуры. Таким образом, модельное распределение вещества в элементарной ячейке МИС должно давать четко определенные (по модулю) величины при разложении в ряд Фурье.

В случае структуры с абсолютно резкими интерфейсами отношение амплитуд гармоник определяется (при фиксированном хим. составе) только плотностями и отношением толщин веществ слоев. В случае размытых границ это уже не так, и вид размытия становится определяющим для коэффициента отражения при больших волновых числах $q_z = 2\pi \sin(\theta)/\lambda$.

Каждая конкретная функция размытия интерфейса задает фиксированное соотношение между Брэгговскими пиками. И в случае, если не удастся описать отражение в рамках общепринятого подхода, с предположением о размытии интерфейсов по гауссовому закону [2], мы предлагаем следующий способ: использовать линейную комбинацию функций размытия, причем весовые коэффициенты этих функций считаются подгоночными параметрами и находятся индивидуально для каждого образца в рамках конкретной численной модели. Сами функции управляются одним общим числовым параметром σ – среднеквадратической шириной переходного слоя. Например, пять таких возможных функций представлены на рис. 1.

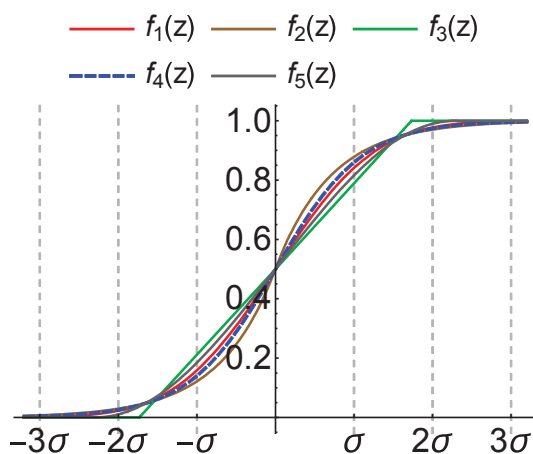


Рис. 1. Пять функций переходного слоя: f_1 – «функция ошибок», f_2 – линейная, f_3 – экспоненциальная, f_4 – гиперболический тангенс, f_5 – синусоидальная.

Этот способ можно рассматривать как компромиссный, позволяющий сохранить простоту расчета и интерпретации числовых параметров, присущие модели с кусочно-однородными слоями, и, в то же время, получить возможность более адекватного

описания реальных образцов, чем это возможно в «базовой» версии модели. Рис.2. иллюстрирует существенное различие в коэффициентах отражения от МИС в области больших углов при использовании двух различных функций переходных слоев.

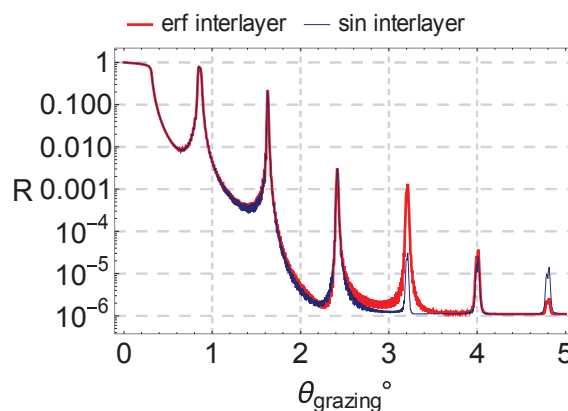


Рис. 2. Расчет коэффициента отражения 0.154 нм излучения от периодической Mo/Si структуры с периодом 5.5 нм с переходными слоями в виде функции ошибок (erf) и участка синусоиды (sin).

Следует также заметить, что представление переходного слоя в виде комбинации не обязано быть единственным, цель данного подхода – найти профиль диэлектрической проницаемости, достаточный для описания отражения, введя в задачу как можно меньшее число дополнительных параметров. Именно профиль проницаемости (или профиль концентраций веществ) должен получать физическую интерпретацию при дальнейшем анализе результатов, полученных при модельном рефлектометрическом анализе.

В докладе представлены результаты применения данного подхода для нахождения моделей Mo/Be, Mo/Be/Si, Be/Al и Be/Si/Al МИС по рефлектометрическим измерениям в жестком и мягком рентгеновских диапазонах.

Литература

1. А.В. Виноградов, И.А. Брытов, А.Я. Грудский и др. // Зеркальная рентгеновская оптика, 1989, с. 85.
2. L. Nevot, P. Croce, Characterisation des surfaces par reflexion rasante de rayons X. Application a l'etude du polissage de verres silicates // Revue de Physique Appliquee **15** (1980) 761-779.

Групповое время Бома-Вигнера и нейтронная оптика

А.И. Франк^{1,*}, В.А.Бушуев²

¹ Лаборатория нейтронной физики имени И.М.Франка, Объединенный институт Ядерных исследований. Дубна, 141980.

² Московский Государственный Университет имени М. В. Ломоносова, Ленинские горы, Москва, 119991

*frank@nf.jinr.ru

Понятие группового времени задержки (ГВЗ) было введено в теорию Бомом и Вигнером как мера временного сдвига волнового пакета при взаимодействии со стационарной потенциальной структурой. Оно широко использовалось при анализе ряда квантовых проблем, играя при этом роль своеобразных теоретических «часов». Позже Базь предложил измерять время рассеяния на потенциале частицы, обладающей магнитным моментом, вычисляя угол прецессии в магнитном поле, действующем в области потенциала. Впоследствии выяснилось, что в нейтронных экспериментах были реализованы ларморовские часы, основанные на постоянстве частоты прецессии, а измеряемое ими ларморовское время тесно связано с ГВЗ. В случае отражения нейтронов от резонансных многослойных структур ГВЗ может быть много больше чем при полном отражении, а в некоторых случаях может быть отрицательным. Последнее также может быть измерено методом ларморовских часов. Понятие ГВЗ оказалось также полезным для выяснения некоторых новых аспектов распространения нейтронных волн в преломляющем веществе.

Введение

Проблема времени взаимодействия в квантовой механике является предметом интенсивной дискуссии на протяжении многих десятилетий. По-видимому, впервые вопрос о том, сколько времени частица проводит в области потенциала, был сформулирован в [1]. В пятидесятых годах понятие «время взаимодействия» приобрело математическую формулировку благодаря работам Эйзенбуда [2], Бома [3] и Вигнера [4]. К настоящему времени количество публикаций, посвященных этой проблеме, достигает многих десятков. Сошлемся здесь лишь на обзоры [5, 6]. Разнообразие точек зрения, высказанных в ходе этой дискуссии, в значительной мере обусловлено различиями в определении физических часов или процедуры измерения времени.

Весьма распространенным определением времени взаимодействия, восходящим к работам [1-4], является так называемое групповое время задержки (ГВЗ), ранее часто называвшееся фазовым

$$\Delta t = \hbar(d\phi/dE), \quad (1)$$

где ϕ – набег фазы плоской волны, проходящей путь между точками x_1 и x_2 , заключающими между собой область взаимодействия (потенциала). Формула (1) отвечает полному времени, затраченному частицей на пути между x_1 и x_2 , включая задержку τ , связанную с собственно взаимодействием. Очевидно, что для определения собственно времени

взаимодействия из него следует вычесть время свободного распространения в отсутствие потенциала.

Важный шаг в исследовании проблемы был сделан в 1966 году А. И. Базем [7]. Обратившись к задаче о времени рассеяния частицы на сферическом потенциале с радиусом действия сил r_0 , он определил квантовые часы следующим образом: «Предположим, что внутри сферы $R > r_0$ имеется бесконечно малое однородное поле B , направленное по оси Z , а при $r > R$ поле B равно нулю; будем считать, кроме того, что у рассеиваемых частиц есть спин $s=1/2$ и магнитный момент $\mu=2s\mu$. Пусть у падающих на потенциал частиц спин (и магнитный момент) поляризован по оси X . Если частица попадает в сферу $r=R$, где действует поле B , то магнитный момент начинает прецессировать с ларморовской частотой

$$\omega_L = 2\mu B / \hbar. \quad (2)$$

Поэтому спин рассеянных и ушедших за пределы сферы $r=R$ частиц будет повернут на некоторый угол θ относительно своего первоначального направления. Этот угол можно вычислить и таким образом найти среднее время пребывания внутри сферы $r=R$: $t(E) = \theta/\omega_L$.

«Ларморовское время», измеряемое такими часами, имеет тесную связь с ГВЗ. В самом деле, угол ларморовской прецессии θ может быть отождествлен с разностью фаз $\Delta\phi$ двух компонент волновой функции, соответствующих двум значениям проекции спина на ось Z , и отличающихся значениями.

Определив, согласно Базю, временную задержку, связанную с взаимодействием как $\Delta t_L = \Delta\varphi/\omega_L$, и учтя в (2), что $2\mu B = \Delta E$, приходим к соотношению $\Delta t_L = \hbar(\Delta\varphi/\Delta E)$, совпадающему в пределе $B \rightarrow 0$ с (1).

В.Ф. Рыбаченко воспользовался приемом Базя для вычисления времени прохождения частицы через потенциальный барьер [8]. Благодаря работам [7,8] термин «Ларморовские часы» прочно вошел в научный оборот.

Ларморовские часы и нейтронное спин-эхо

С развитием техники нейтронного эксперимента появилась возможность практической реализации ларморовских часов. Для измерения таким методом времени взаимодействия нейтрона с каким-либо объектом последний следует поместить в область с магнитным полем, причем спин нейтрона должен в этой области прецессировать. Будем полагать, что магнитное поле нормально к плоскости, в которой лежит спин. Задача состоит, таким образом, в измерении угла прецессии $\theta = \omega_L \tau$, где τ – измеряемое время взаимодействия. При этом полный угол прецессии определяется временем нахождения в области прецессии $\Phi = \omega_L (t + \tau)$, где время пролета $t = L/V$, V – скорость и L – протяженность области с магнитным полем. При разумной длине L время τ на несколько порядков меньше, чем время пролета t . Относительная малость τ вместе с требованием практической измеримости фазы θ накладывает ограничение снизу на величину ларморовской частоты ω_L . Поэтому фактор $\omega_L t$ становится достаточно большим. Это значит, что в такой схеме измерения необходимо обеспечить очень высокую степень монохроматизации пучка, так, чтобы дисперсия ларморовской фазы была не слишком большой: $\Delta\Phi_L = \omega_L t (\Delta v/v) \ll 1$. В противном случае, пучок будет деполаризован и измерения станут невозможными. На практике это условие трудно выполнимо, поскольку требуемая степень монохроматизации приводит к недопустимо большим потерям интенсивности.

Проблема монохроматизации обходится в методе, получившем название нейтронного спин эхо [9]. В этом случае нейтроны проходят не одну, а последовательно две пролетные базы с противоположным направлением прецессии. Если скорость нейтрона неизменна на всем пути, то при выполнении условия

$$\int_{L_1} B d\ell = \int_{L_2} B d\ell \quad (3)$$

полная ларморовская фаза на пути становится равной нулю для всех скоростей нейтронов. Практическое ограничение степени монохроматизации накладывается только степенью выполнения условия (3). Помещение образца в одну из баз прецессии приводит к изменению фазы на величину $\omega_L \tau$.

Несколько экспериментов, основанных на этой идее, были осуществлены с использованием спин-эхо спектрометра Института Лауэ-Ланжевена [10-12]. Методом ларморовских часов была измерена временная задержка, обусловленная разностью классических скорости нейтрона в вакууме и в преломляющей среде. Погрешность измерения времени составила в этом эксперименте 3.7×10^{-10} сек, при том, что полное время пролета нейтроном двух областей с полем составляло 0.017 сек, то есть больше на восемь порядков величины. Кроме того, было измерено время Брэгговского отражения от многослойной периодической структуры и время туннелирования в резонансе квазисвязанного состояния в трехслойной структуре, являющейся аналогом интерферометра Фабри-Перо. В этих случаях задержка, измеренная ларморовскими часами, была порядка 10^{-7} сек.

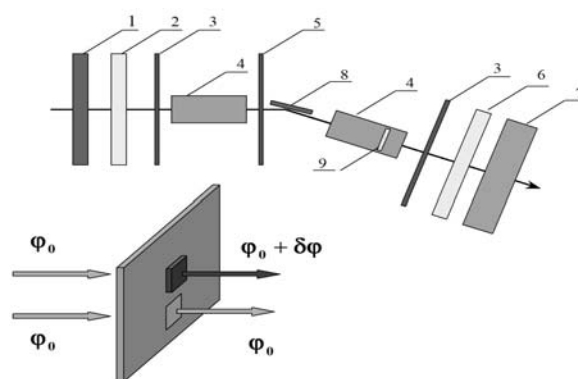


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению времени задержки при прохождении образца методом ларморовских часов. 1 – селектор скоростей, 2 – поляризатор, 3 – $\pi/2$ -флипперы, 4 – соленоиды прецессии, 5 – π -флиппер, 6 – анализатор поляризации, 7 – позиционно-чувствительный детектор, 8 – многослойное зеркало-монохроматор, 9 – положение образца. Ниже схематически показано положение образца в одном из двух пучков, формируемых диафрагмой.

Групповое время задержки при отражении от резонансных структур

Характерное время задержки при полном отражении нейтронов порядка нескольких наносекунд. Для существенного увеличения ГВЗ в [13] предло-

жено использовать отражение нейтронов от многослойных структур. В результате многократной интерференции и образования стоячих волн в таких структурах можно также говорить о появлении резонансных мод.

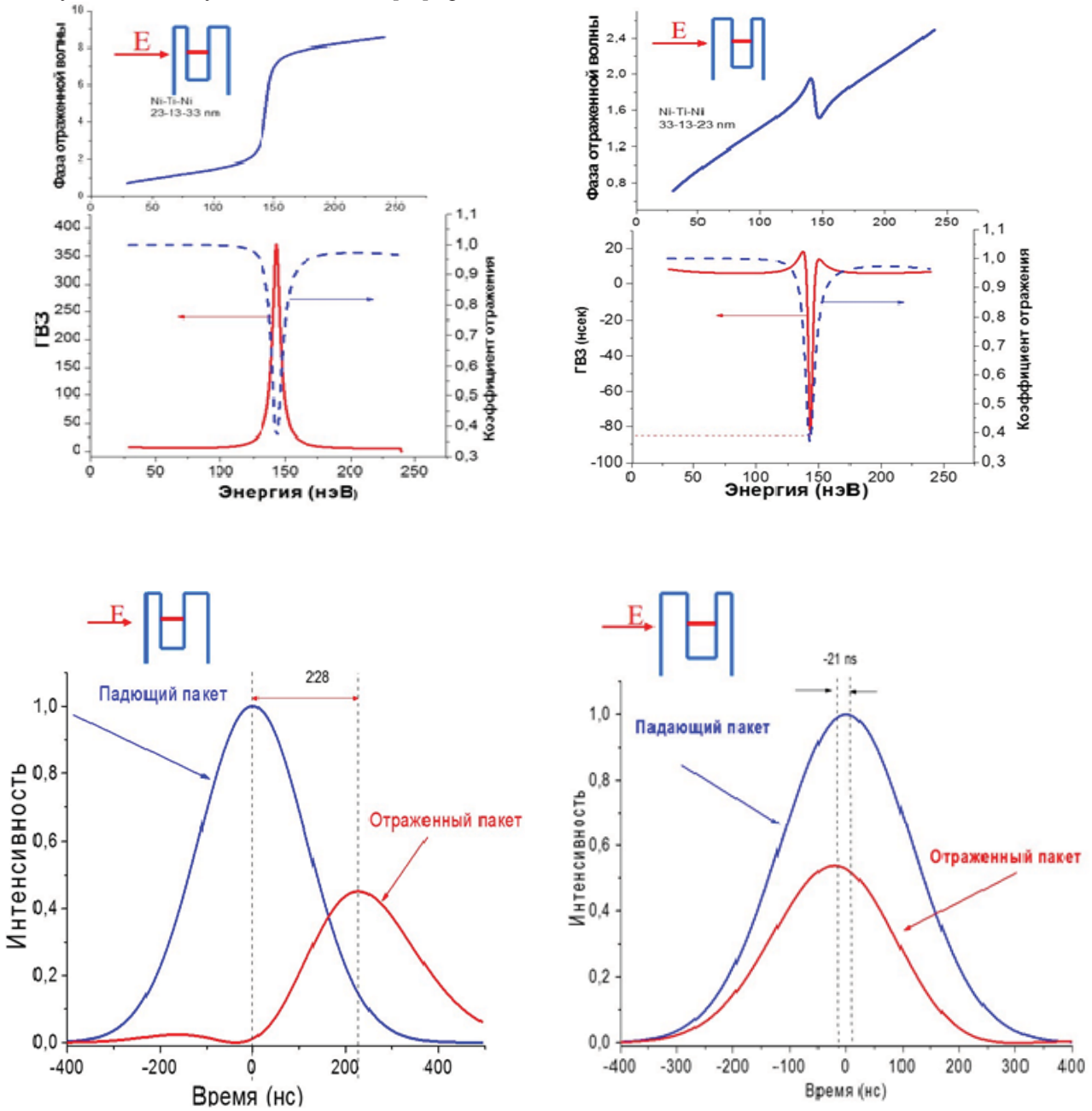


Рис. 2. Вверху: коэффициент отражения и ГВЗ для трехслойных структур, отличающихся порядком слоев. Внизу: относительная величина и временные соотношения для отражения короткого волнового пакета от тех же структур.

На рис. 2 приведены результаты расчета отражения нейтронов от двух трехслойных структур Ni/Ti/Ni с параметрами, указанными на вставках вверху. Структура 2 отличается от структуры 1 перестановкой местами первого и третьего слоев. В обоих случаях на кривой отражения в окрестности энер-

гии 144 нэВ наблюдается резкий и достаточно глубокий провал, связанный с возбуждением волновой моды. Для структуры 1 производная от фазы имеет в этом месте максимум, что соответствует ГВЗ $\tau_{max} = 370$ нс. Для структуры 2 фаза отражения имеет ярко выраженный S-образный вид с отрица-

тельной производной в этой области, что приводит к отрицательному времени задержки с $\tau_{\min} = -85$ нс. Однако отрицательное значение ГВЗ не противоречит принципу причинности [14]. На двух нижних графиках рис. 2 приведены результаты расчетов отражения от тех же структур короткого временного импульса – гауссова волнового пакета. Видно, что в случае отрицательного ГВЗ (правый нижний график) максимум отраженного пакета действительно слегка опережает максимум падающего потока, однако это происходит за счет изменения формы импульса. Разность площадей под кривыми обусловлена, очевидно, прохождением нейтронов сквозь структуру.

Групповое время задержки и скорость нейтрона в преломляющем веществе

Выше упоминалось об измерении ГВЗ нейтрона, обусловленного преломлении в образце. Рассмотрим этот вопрос подробнее. Положим, что нейтрон проходит через преломляющий образец длиной L с показателем преломления $n(k_0)$. Определим закон дисперсии среды как $k = F(k_0^2)$. Вычислим скорость нейтрона в среде $v = L/\tau$, где τ – время прохождения через образец. Положив в качестве последнего групповое время (1) и принимая во внимание, что набег фазы $\Delta\Phi$ определяется очевидным образом как $\Delta\Phi = kL$, получаем для скорости в среде

$$v = \frac{\hbar}{2m} (F')^{-1}, \quad (4)$$

где m – масса нейтрона, а $F' = dF/d(k_0^2)$. Таким образом, скорость в среде зависит не только от показателя преломления n , но и от закона дисперсии среды. Из (4) следует, что потребовав выполнение соотношения $v = nv_0$, мы немедленно приходим к требованию $k^2 = k_0^2 + \chi^2$, где χ^2 – произвольная константа. Таким образом, принимавшееся как очевидное соотношение справедливо лишь для потенциального закона дисперсии. Для очень медленных нейтронов справедлив закон дисперсии именно такого вида:

$$k^2 = k_0^2 - 4\pi\rho b, \quad (5)$$

где ρ – объемная плотность ядер, а b – длина рассеяния. Однако для тепловых нейтронов вид закона дисперсии может существенно отличаться [15].

Полученный результат легко понять. Вспомнив, что природа показателя преломления для любых волн связана с интерференцией первичной и вторичных волн, порождаемых рассеивателями среды, естественно положить, что нейтрон в среде есть не истинная частица, а квазичастица, обладающая эффективной массой m^* . Положив для скорости нейтрона $v = \hbar k/m^*$ получаем из (4)

$$m^* = 2mkF', \quad (6)$$

причем для потенциального закона дисперсии справедливо $m^* = m$. Отметим еще, что из пропорциональности эффективной массы производной дисперсионной функции следует, что сама масса может быть отрицательной. В преломляющей среде отрицательная эффективная масса может в принципе появиться в случае резонансного поведения амплитуды рассеяния.

Литература

1. L.A. MacColl // Phys. Rev. V.40, 621 (1932).
2. L. Eisenbud. Dissertation, Princeton, June 1948 (unpublished)
3. D. Bohm, in Quantum Theory, Prentice-Hall, New York, 1951. P.257-261.
4. E.P. Wigner // Phys. Rev. V. 98, 145 (1955)
5. E.H. Hauge, J.A. Støvneng // Rev. Mod. Phys. V.61, 917 (1989)
6. R. Landauer, Th.Martin // Rev. Mod. Phys. V.66, 217 (1994)
7. А.И. Базь // Ядерная физика.Т. 4, 252 (1966).
8. В.Ф. Рыбаченко // Ядерная физика.Т.5, 895 (1967)
9. Neutron Spin Echo, edited by F. Mezei, Lecture Notes in Physics. Vol. 128, Springer, Heidelberg, 1980
10. А.И. Франк, I.V. Bondarenko, A.V. Kozlov, P. Nøghøj, G. Ehlers // Physica B V.297, 307 (2001).
11. А.И. Франк, И. Андерсон, И.В. Бондаренко, А.В. Козлов, П. Хогхой, Г. Элер // Ядерная физика, Т. 65, 2066 (2002)
12. А.И. Франк, И.В. Бондаренко, В.В. Васильев, И. Андерсон, Г. Элер, П. Хогхой // Письма в ЖЭТФ, Т.75, 729 (2002)
13. А.И. Франк // Journal of Physics: Conference Series, V.528, 012029 (2014)
14. В.А. Бушуев, А.И. Франк//Рентгеновская оптика 2014. 31-33.
15. V.F. Sears//Phys. Rep. V.82 1 (1982).

Содержание 1 тома

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

<i>Brânzei F., Kulikov K., Shukrinov Y.</i> Frequency Locking in System of Coupled Josephson Junctions Shunted by LC-circuit.....	7
<i>Cuzminschi M., Zubarev A., Shukrinov Yu.M.</i> Chaos in a coupled system of Josephson junctions with large dissipation.....	9
<i>Kopasov A.A., Mel'nikov A.S.</i> Inverse proximity effect in semiconducting nanowires	11
<i>Krasnov V.M.</i> Quantum efficiency of microwave photon detection in Josephson junctions and non-equilibrium gap modification by microwaves	13
<i>Moskvin A.S., Panov Yu.D., Rybakov F.N., Borisov A.B.</i> Charge order-to-superfluid transition for 2D hard-core bosons and emergent nanoscopic topological structures.....	15
<i>Yerin Y.S.</i> Soliton states in a three-band superconductor with broken time-reversal symmetry	17
<i>Zubarev A., Cuzminschi M., Shukrinov Yu.M.</i> Influence of dissipation and coupling on collective behavior in systems of Josephson junctions	19
<i>Арсеев П.И., Лойко С.О., Федоров Н.К.</i> Щель нового типа в спектре многозонных сверхпроводников	21
<i>Арутюнов К.Ю., Lehtinen J.S.</i> Квантовые осцилляции модуля параметра порядка в квазиодномерных сверхпроводниках.....	23
<i>Бакурский С.В., Кленов Н.В., Соловьев И.И., Куприянов М.Ю., Голубов А.А.</i> Спонтанные токи на диффузных и чистых металлических поверхностях хирального p-wave сверхпроводника.....	25
<i>Бакурский С.В., Соловьев И.И., Кленов Н.В., Куприянов М.Ю., Голубов А.А.</i> Многозначные ток-фазовые зависимости в области 0- π перехода в джозефсоновских SISFS контактах.....	27
<i>Беспалов А.А.</i> Плотность состояний в трёхмерном джозефсоновском контакте с примесью.....	29
<i>Беспалов А.А., Houzet M., Meyer J.S., Nazarov Y.V.</i> Особенности рекомбинации локализованных квазичастиц в неоднородных сверхпроводниках	31
<i>Болгар А., Зотова Ю.И., Кириченко Д.Д., Астафьев О.В.</i> Сверхпроводящий квантовый бит в резонаторе на поверхностных акустических волнах.....	33
<i>Бурдастых М.В., Миронов А.Ю.</i> Исследование перехода сверхпроводник-изолятор в тонких пленках NbTiN	35
<i>Вадимов В.Л., Мельников А.С.</i> Термоиндуцированные токи в киральных сверхпроводниках.....	37
<i>Вальков В.В., Дзедисашвили Д.М., Коровушкин М.М., Барабанов А.Ф.</i> Спин-фермионные и межузельные кулоновские взаимодействия в проблеме ВТСП	39
<i>Вальков В.В., Злотников А.О.</i> Влияние межузельного кулоновского взаимодействия на киральную сверхпроводимость при наличии неколлинеарного спинового упорядочения.....	41
<i>Вдовичева Н.К., Шерешевский И.А., Мельников А.С.</i> Неоднородные сверхпроводящие состояния в самосогласованной теории Боголюбова – де Жена для цепочки Китаева	43
<i>Винников Л.Я., Вещунов И.С., Столяров В.С.</i> Структура магнитного потока в магнитных сверхпроводниках.....	45
<i>Водолазов Д.Ю.</i> Оптимальные параметры сверхпроводящего материала для использования в счетчиках одиночных фотонов.....	47
<i>Гайфуллин Р.Р., Деминов Р.Г., Тагиров Л.Р., Куприянов М.Ю., Голубов А.А.</i> Распределение функций спаривания в различных режимах переключения сверхпроводящего спинового клапана.....	49
<i>Галин М.А., Клушин А.М., Краснов В.М., Шерешевский И.А., Вдовичева Н.В., Курин В.В.</i> Генерация бегущих волн в массивах низкотемпературных джозефсоновских контактов.....	51
<i>Головчанский И.А., Абрамов Н.Н., Больгинов В.В., Столяров В.С., Голубов В.В., Устинов В.В., Рязанов В.В.</i> Микроволновой отклик тонкопленочных ферромагнетиков и взаимодействие с джозефсоновскими модами распределенных сверхпроводящих туннельных контактов.....	53

<i>Гольцман Г.Н.</i> Сверхпроводниковый однофотонный детектор для когерентного детектирования слабых оптических сигналов	55
<i>Гринберг Я.С., Султанов А.Н.</i> Влияние релаксации кубита на транспортные свойства микроволновых фотонов	57
<i>Девизорова Ж.А., Миронов С.В.</i> Эффект спинового вентиля в атомарно тонких S/F ₁ /F ₂ и F ₁ /S/F ₂ структурах	59
<i>Девизорова Ж.А., Миронов С.В., Clergerie A., Буздин А.И.</i> Магнитная визуализация дефектов в сверхпроводниках второго рода	60
<i>Денисенко М.В., Клёнов Н.В., Кузнецов А.В., Сатанин А.М.</i> Переключение сверхпроводниковых кубитов униполярными пикосекундными импульсами	61
<i>Иоселевич П.А., Островский П.М., Фоминов Я.В., Фейгельман М.В.</i> Расщепление куперовских пар в диффузных магнитных СКВИДах	63
<i>Карелина Л., Хамида Аймен Бен, Головчанский И., Чичков В., Большинов В.</i> О путях миниатюризации элементов джозефсоновской магнитной памяти	64
<i>Клушин А.М., Левичев М.Ю., Пестов Е.Е., Хоршев С.К., Катков А.С.</i> Прецизионный эталон напряжения на основе джозефсоновских контактов охлаждаемых до 77 К	66
<i>Корнеева Ю.П., Флоря И.Н., Мошкова М.А., Вдовичев С.Н., Корнеев А.А., Гольцман Г.Н.</i> Однофотонный отклик в тонких сверхпроводящих плёнках MoN _x	68
<i>Кузнецов В.И.</i> Гигантские квантовые магнито-резистивные осцилляции в сверхпроводящем кольце	70
<i>Кузьмин Л.С., Панкратов А.Л., Гордеева А.В., Чигинев А.В., Зброжек В.О., Ревин Л.С., Шампоров В.А., Гунбина А.А., Мази С., де Бернардис П.</i> Болометры на холодных электронах с предельной чувствительностью, ограниченной фотонным шумом благодаря рекордному электронному самоохлаждению	72
<i>Кузьмин Л.С., Чигинев А.В.</i> Двухчастотная планарная перекрестно-щелевая антенна с резонансными болометрами на холодных электронах для космической миссии ESA-COrE	74
<i>Куликов К.В., Nashaat M., Sengupta K., Шукринов Ю.М.</i> Зарядовый разбаланс в высокотемпературных сверхпроводниках	76
<i>Курин В.В., Вдовичева Н.К., Шерешевский И.А.</i> Активные джозефсоновские антенны бегущей волны	78
<i>Лубенченко А.В., Батраков А.А., Шуркаева И.В., Паволоцкий А.Б., Краузе С., Иванов Д.А., Лубенченко О.И.</i> Исследование нано-размерных плёнок ниобия и нитрида ниобия методом РФЭС	80
<i>Марычев П.М., Водолазов Д.Ю.</i> Флуктуационное переключение в резистивное состояние сверхпроводящих токнесущих мостиков при произвольной температуре	82
<i>Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е.</i> Новый подход к формированию топологии планарных структур на основе высоко-температурного сверхпроводника YBCO	84
<i>Овсянников Г.А., Кислинский Ю.В., Константиныч К.И., Шадрин А.В., Демидов В.В., Петржик А.М.</i> Спиновая фильтрация в сверхпроводниковых структурах с ферромагнитной туннельной прослойкой	86
<i>Панкратов А.Л., Гордеева А.В., Зброжек В.О., Шампоров В.А., Гунбина А.А., Ревин Л.С., Кузьмин Л.С.</i> Детектирование фотонного шума болометрами на холодных электронах	88
<i>Пестов Е.Е., Мастеров Д.В., Парафин А.Е., Павлов С.А., Клушин А.М.</i> Исследование СВЧ свойств высокотемпературных джозефсоновских контактов на сапфировой бикристаллической подложке	90
<i>Постолова С.В., Миронов А.Ю., Батурина Т.И.</i> Переход Березинского-Костерлица-Таулесса в тонких сверхпроводящих плёнках	92
<i>Пугач Н.Г., Сафончик М.О.</i> Сверхпроводниковые спиновые вентили с неколлинеарными магнетиками	94
<i>Рахмонов И.Р., Шукринов Ю.М., Михайлова М.В., Буздин А.И., Sengupta K., Nahmedov A.</i> Фазовая динамика SFS структуры и переворот магнитного момента	96
<i>Ревин Л.С., Панкратов А.Л., Чигинев А.В., Мастеров Д.В., Парафин А.Е., Павлов С.А.</i> Особенности синхронных режимов в YBCO джозефсоновских контактах с р-спариванием	98
<i>Савинов Д.А.</i> Особенности электронного транспорта в мезоскопических многотерминальных джозефсоновских узлах	100

<i>Самохвалов А.В.</i> Экранирующие свойства цилиндрических SF структур с эффектом близости	102
<i>Самохвалов А.В., Вдовичев С.Н., Ноздрин Ю.Н., Пестов Е.Е., Юнин П.А.</i> Фазовые переходы в гибридных SFS структурах с тонкими сверхпроводящими слоями	104
<i>Сатанин А.М.</i> Параметрическое преобразование частоты микроволновых фотонов в сверхпроводниковых метаматериалах	106
<i>Сахин В.О., Куковицкий Е.Ф., Гарифьянов Н.Н., Таланов Ю.И., Тейтельбаум Г.Б.</i> Магнито-резонансное исследование Bi_2Te_3 , допированного марганцем.....	108
<i>Синченко А.А., Григорьев П.Д., Орлов А.П., Фролов А.В., Чареев Д.А., Волкова О.С., Васильев А.Н.</i> Неоднородная высокотемпературная сверхпроводимость FeSe при нормальном давлении	110
<i>Таланов Ю.И., Гимазов И.И., Сахин В.О., Adachi T., Noji T., Koike Y.</i> Поглощение микроволн кристаллами ВТСП в псевдощелевом состоянии	112
<i>Титова Н.А., Кардакова А.И., Товпеко Н.А., Рябчун С.А., Мандал С., Клеменсик Д.М., Морозов Д., Гиблин Ш.Р., Виллиамс О.А., Гольцман Г.Н., Клапвик Т.М.</i> Медленная релаксация горячих электронов в легированных бором пленках алмаза	114
<i>Федоров А.К., Матвеев С.И., Юдсон В.И., Шляпников Г.В.</i> Сверхтекучесть холодных фермионов с р-спариванием.....	116
<i>Флоря И.Н., Корнеева Ю.П., Мошкова М.А., Корнеев А.А., Гольцман Г.Н.</i> Многоповоротная геометрия сверхпроводникового однофотонного детектора.....	118
<i>Хаймович И.М., Мельников А.С., Taupin M., Meschke M., Pekola J.P., Basko D.M., Nakamura S., Пашкин Ю.А., Maisi V.F., Peltonen J.T., Okazaki Y., Kashiwaya S., Kawabata S., Vasenko A.S., Tsai J.-S., Kaneko N.-H.</i> Nonequilibrium effects in hybrid superconducting turnstiles.....	120
<i>Шукринов Ю.М., Рахмонов И.Р., Куликов К.В., Botha A.E., Sengupta K., Seidel P.</i> Моделирование джозефсоновских наноструктур	122

Секция 2

Магнитные наноструктуры

<i>Rogalev A., Wilhelm F.</i> X-ray magnetic circular dichroism: application to magnetic nanostructures.....	127
<i>Tretiakov O.A.</i> Spin-Orbit Torques and Skyrmion Hall Angle.....	128
<i>Антропов Н.О., Кравцов Е.А., Хайдуков Ю.Н.</i> Магнетизм сверхрешеток Fe/Pd/Gd	129
<i>Белемук А., Щелкачев Н., Удалов О., Белобородов И.</i> Взаимовлияние кулоновской блокады, ферромагнетизма и ферроэлектричества	131
<i>Белемук А.М., Барабанов А.Ф.</i> К теории псевдощелевого состояния при сильном спиндырочном взаимодействии	133
<i>Берзин А.А., Винокуров Д.Л., Морозов А.И.</i> Эволюция вектора антиферромагнетизма мультиферроика BiFeO_3 в процессе переключения его сегнетоэлектрической поляризации.....	135
<i>Берзин А.А., Морозов А.И., Сигов А.С.</i> Фазовая диаграмма $O(n)$ модели с дефектами типа «случайное локальное поле» и справедливость теоремы Имри и Ма	137
<i>Бухараев А.А.</i> Использование магнитоупругого эффекта в наноструктурах для хранения и обработки информации	139
<i>Бухараев А.А., Бизяев Д.А., Зиганшина С.А., Нургазизов Н.И., Ханипов Т.Ф., Чукланов А.П., Чирков В.В.</i> Исследование магнитоупругих свойств ферромагнитных микрочастиц методами магнитополяриметрии, МСМ и ФМР.....	141
<i>Валиулин В.Э., Михеенков А.В., Шварцберг А.В., Барабанов А.Ф.</i> Роль фрустрации в формировании двумерных спиральных состояний	143
<i>Вдовичев С.Н., Гусев Н.С., Гусев С.А., Скороходов Е.В., Chang J., Фраерман А.А.</i> Магнитокалорический эффект в многослойных структурах ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик	145
<i>Ведь М.В., Дорохин М.В., Малышева Е.И., Здоровейцев А.В.</i> Формирование и исследование спиновых светоизлучающих диодов на основе структур с барьером $(\text{Al}_3\text{Mn})\text{B}_5/\text{n-GaAs}$	147

<i>Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Демина П.Б., Дорохин М.В., Калентьева И.Л., Кудрин А.В.</i> Излучающие гетероструктуры с двухслойной квантовой ямой InGaAs/GaAsSb/GaAs и ферромагнитным слоем GaMnAs.....	149
<i>Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Крюков Р.Н., Кудрин А.В., Лесников В.П., Нежданов А.В., Николичев Д.Е., Павлов С.А., Парафин А.Е., Пашенькин И.Ю., Планкина С.М.</i> Модифицирование свойств ферромагнитных слоев на основе соединений A^3B^5 импульсным лазерным отжигом	151
<i>Высоцкий С.Л., Хивинцев Ю.В., Сахаров В.К., Дудко Г.М., Кожевников А.В., Никитов С.А., Новицкий Н.Н., Стогний А.И., Филимонов Ю.А.</i> Распространение спиновых волн в ферритовых пленках с метаповерхностью	153
<i>Герасимов М.В., Логунов М.В., Никитов С.А., Ноздрин Ю.Н., Спиринов А.В., Токман И.Д.</i> Движение доменов и доменных границ при импульсном фотонамагничивании	155
<i>Глушков В.В., Самарин А.Н., Гильманов М.И., Семенов А.В., Богач А.В., Духненко А.В., Кузнецов А.В., Левченко А.В., Шицевалова Н.Ю., Случанко Н.Е., Демишев С.В.</i> Спиновая динамика и обменное взаимодействие в системе с колоссальным магнитосопротивлением $Eu_{1-x}Gd_xB_6$	157
<i>Горев Р.В., Миронов В.Л.</i> Ферромагнитный резонанс доменной стенки в системе нанопроволока – наночастица	159
<i>Горев Р.В., Сапожников М.В., Миронов В.Л.</i> Спин-волновые резонансы магнитных скирмионов в пленках с пространственно модулированной анизотропией	161
<i>Горев Р.В., Якубов Р.Р., Скороходов Е.В., Вдовичев С.Н., Миронов В.Л., Демидов Е.С.</i> Ферромагнитный резонанс в планарных массивах взаимодействующих микрополосок	163
<i>Грановский А.Б., Кошкидько Ю.С., Świk J., Прудников В.Н., Ганьшина Е.А., Родионов И.Д., Блинов М.И.</i> Инверсный магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера на основе Ni-Mn-In	165
<i>Гудкова А.В., Пьянзина Е.С.</i> Моделирование системы анизотропных наночастиц в магнитных жидкостях	167
<i>Гусев С.А., Волочаев М.Н., Гусев Н.С., Широкова А.В., Петров Ю.В., Скороходов Е.В., Татарский Д.А.</i> Лоренцева электронная микроскопия магнитных наноструктур.....	169
<i>Демидов Е.С., Гусев Н.С., Бударин Л.И., Караитин Е.А., Миронов В.Л., Фраерман А.А.</i> Межслоевое взаимодействие в многослойных структурах $[Co/Pt]_n/Pt/Co$	171
<i>Демидов Е.С., Лесников В.П., Карзанов В.В., Тонов А.А., Бударин Л.И., Плешков Р.С., Фраерман А.А.</i> Ферромагнитный резонанс слоистых и гранулированных структур с неколлинеарным намагничиванием.....	173
<i>Демина П.Б., Ведь М.В., Вихрова О.В., Дорохин М.В., Здоровейцев А.В., Кудрин А.В., Хомицкий Д.В.</i> Методы управления спиновой инжекцией в спиновых светоизлучающих диодах InGaAs/GaAs/Al ₂ O ₃ /CoPt	175
<i>Демишев С.В., Семенов А.В., Гильманов М.И., Самарин А.Н., Краснорусский В.Н., Богач А.В., Глушков В.В., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.Б., Случанко Н.Е.</i> Магнитный резонанс в гексабориде церия.....	177
<i>Дорохин М.В., Демина П.Б., Кудрин А.В., Здоровейцев А.В., Лесников В.П., Данилов Ю.А.</i> Новые ферромагнитные материалы на основе соединений Mn. Проблемы интеграции в приборы спинтроники	179
<i>Дровосеков А.Б., Крейнс Н.М., Савицкий А.О., Кравцов Е.А., Рябухина М.В., Проглядо В.В., Устинов В.В.</i> Ферромагнитный резонанс в слоистой структуре Fe/Gd: роль спиновой диффузии.....	181
<i>Дюжев Н.А., Юров А.С., Чиненков М.Ю., Глаголев П.Ю., Мазуркин Н.С.</i> Исследование поведения магниторезистивных структур на диэлектрической мембране.....	183
<i>Ермолаева О.Л., Миронов В.Л.</i> Управляемый пиннинг доменной стенки в нанопроволоках CoPt с перпендикулярной намагниченностью	185
<i>Караитин Е.А.</i> О поверхностных магнитостатических колебаниях в квазидвумерных системах с перпендикулярной анизотропией.....	187
<i>Караитин Е.А., Фраерман А.А.</i> Генерация второй гармоники в магнитных системах с равновесным спиновым током	189

Кравцов Е.А., Андреева М.А., Антропов Н.О., Проглядо В.В., Рябухина М.В., Хайдуков Ю., Якунина Е.М., Устинов В.В. Структура и магнетизм сверхрешеток Dy/Gd	191
Кудасов Ю.Б., Маслов Д.А., Козабаранов Р.В., Сурдин О.М., Платонов В.В. Фрустрированные изинговские системы: метастабильные состояния и фазовая диаграмма	193
Кудрин А.В., Данилов Ю.А., Лесников В.П., Павлов Д.А., Усов Ю.В., Питуримова Е.А., Антонов И.Н., Вихрова О.В., Алофердов А.В., Крюков Р.Н. Однофазные эпитаксиальные слои InFeSb с температурой Кюри выше комнатной	195
Кудрин А.В., Дорохин М.В., Здоровейцев А.В. Фоторезистивный детектор циркулярно-поляризованного излучения на основе МДП структуры со слоем CoPt	197
Куликова Д.П., Николаева Е.П., Николаев А.В., Пятаков А.П., Звездин А.К. «Надувание» цилиндрических магнитных доменов электрическим полем	199
Ляпилин И.И., Окороков М.С. Влияние эффекта увлечения на спин-волновой ток в структурах Pt/YIG/Pt	201
Мазов Л.С. Ферромагнетизм металлического водорода. Магнитный переход в гидриде серы при высоких давлениях	203
Малышева Е.И., Дорохин М.В., Дёмина П.Б., Здоровейцев А.В., Рыков А.В., Ведь М.В. Управление циркулярной поляризацией электролюминесценции в спиновых светоизлучающих диодах на основе гетероструктур InGaAs/GaAs/ δ <Mn>	205
Миляев М.А., Наумова Л.И., Чернышова Т.А., Проглядо В.В., Криницина Т.П., Каменский И.Ю., Устинов В.В. Магнитные фазовые переходы в спиновых клапанах со слоем гадолиния.....	207
Михеенков А.В., Кугель К.И., Барабанов А.Ф., Шварцберг А.В. Перепутанные состояния в одномерной и двумерной модели Кугеля-Хомского	209
Мухин А.А., Кузменко А.М., Иванов В.Ю., Пименов А.Г., Шуваев А.М., Дём В.Е. Спиновые возбуждения и динамические магнитоэлектрические явления в мультиферроиках.....	211
Наумова Л.И., Миляев М.А., Чернышова Т.А., Патраков Е.И., Проглядо В.В., Благодатков Д.В., Устинов В.В. Особенности перемагничивания синтетического ферромагнетика и функциональные параметры спиновых клапанов на основе FeMn	213
Неъматов М.Г., Салем М.М., Азим У., Ахмат М., Морченко А.Т., Юданов Н.А., Панина Л.В. Влияние механических напряжений и отжига на магнитную структуру и магнитоимпеданс аморфных CoFeSiBCr микропроводов.....	215
Николичев Д.Е., Крюков Р.Н., Зубков С.Ю., Дорохин М.В., Демина П.Б., Звонков Б.Н. Влияние низкотемпературного отжига на перераспределение химического состава системы спинового светоизлучающего диода на основе GaAs с дельта-слоем Mn	217
Овсянников Г.А., Шайхулов Т.А., Шахунов В.А., Демидов В.В., Климов А.А., Преображенский В.Л., Tiercelin N., Pernod P. Влияние напряженности, вызванной подложкой, на проводимость ферромагнитных манганитных тонких пленок.....	219
Патрин Г.С., Шиян Я.Г., Патрин К.Г., Орлов В.А. Исследования межслоевых взаимодействий в многослойных пленках [(CoP) _{soft} /NiP/(CoP) _{hard} /NiP] _n	220
Перов А.А., Борис А.А., Рульков А.С. Новые поверхности Ферми в вейлевских полуметаллах семейства TaAs в постоянном магнитном поле	222
Перов А.А., Рульков А.С., Морозова Е.А., Золина Е.С. Индуцированная намагниченность и магнитооптический эффект Фарадея в двумерном электронном газе двоякопериодической поверхностной сверхрешетки.....	224
Поткина М.Н., Лобанов И.С., Уздин В.М. Устойчивость магнитных скирмионов в пространственно ограниченных системах	226
Рожанский И.В., Денисов К.С. Аномальный и топологический эффект Холла в наноструктурах.....	228
Рыков А.В., Дорохин М.В., Дёмина П.Б., Здоровейцев А.В., Ведь М.В. Температурная стабилизация спиновых светодиодов с инжектором CoPt.....	230
Рыльков В.В., Николаев С.Н., Демин В.А., Емельянов А.В., Черноглазов К.Ю., Леванов В.А., Васильев А.Л., Пресняков М.Ю., Ситников А.В., Веденев А.С., Калинин Ю.Е., Тугушев В.В., Грановский А.Б. Магнитные наноконпозиты на основе оксидов с высоким содержанием кислородных вакансий. Структурные и транспортные свойства, эффекты резистивного переключения.....	232

<i>Садовников А.В., Грачев А.А., Бегинин Е.Н., Шараевский Ю.П., Сердобинцев А.А., Митин Д.М., Никитов С.А.</i> Управление спектром магнитостатических волн в индуцированном деформациями магнетонно-кристаллическом микроволноводе	234
<i>Сапожников М.В., Бударин Л.И., Демидов Е.С., Троицкий Б.Б.</i> Ферромагнитный резонанс в наноструктурированных магнитных пленках на поверхности коллоидного кристалла	236
<i>Сахаров В.К., Никулин Ю.В., Джумалиев А.С., Кожевников А.В., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю. А.</i> Влияние деформаций на магнитосопротивление Pt/Ni(111)	238
<i>Сахаров В.К., Хивинцев Ю.В., Стогний А.И., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А.</i> Магнитостатические волны в субмикронных пленках железоиттриевого граната, полученных ионным распылением на подложках гадолиний галлиевого граната и кремния	240
<i>Скороходов Е.В., Демидов Е.С., Вдовичев С.Н., Фраерман А.А.</i> Ферромагнитный резонанс в системе магнитных пленок с различными температурами Кюри	242
<i>Сладков К.Д., Караитин Е.А., Колмычек И.А., Гусев Н.С., Фраерман А.А., Мурзина Т.В.</i> Генерация второй гармоники в структурах с неколлинеарной намагниченностью	244
<i>Старостенко С.Н., Розанов К.Н., Ширяев А.О., Шалыгин А.Н.</i> Определение СВЧ магнитной проницаемости металла по измеренным частотным зависимостям магнитной проницаемости нанокмполитов с порошками сендаста	246
<i>Татарский Д.А., Вдовичев С.Н., Гусев Н.С., Петров Ю.В., Михайловский В.Ю., Гусев С.А.</i> Структура и свойства многослойных структур со слоями CoFe и Co	248
<i>Удалов О.Г., Щелкачев Н.М., Белобородов И.С.</i> Магнито-электрические явления в композитных мультиферроиках	250
<i>Уздин В.М., Лобанов И.С., Йонссон Х.</i> Топологическая устойчивость хиральных магнитных нано и микроструктур	252
<i>Успенская Л.С., Хлюстиков И.Н.</i> Изменение магнитных свойств тонких пленок Pd ₉₉ Fe ₀₁ при 3D-2D переходе	254
<i>Фомин Л.А., Черных А.В., Михайлов Г.М.</i> Экспериментальное исследование и математическое моделирование обменной анизотропии эпитаксиальных пленочных структур Fe/Fe ₅₀ Mn ₅₀	256
<i>Хашим Х., Сингх С.П., Панина Л.В., Пудонин Ф.А., Шерстнев И.А., Подгорная С.В., Шпетний И.О.</i> Применение метода спектральной эллипсометрии для характеристики наноразмерных пленок с ферромагнитными слоями	258
<i>Юнин П.А., Дроздов Ю.Н., Гусев Н.С., Григорьев В.А.</i> Применение метода рентгеновской дифрактометрии скользящего падения для исследования пленок тантала	260

Секция 4

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

<i>Putilov A.V., Trainer D.J., di Giorgio C., Saari T., Wang B., Wolak M., Chandrasena R.U., Lane C., Chang T.-R., Jeng H.-T., Lin H., Kronast F., Gray A.X., Xi X.X, Nieminen J., Bansil A., Iavarone M.</i> Role of interfacial sulfur hybridization on the band gap reduction of atomically thin MoS ₂	265
<i>Volodin A.</i> Variations in the work function of stressed suspended graphene assessed by vacuum Kelvin probe force microscopy	267
<i>Андрюшечкин Б.В., Шевлюга В.М., Павлова Т.В., Жидомиров Г.М., Ельцов К.Н.</i> Начальные стадии окисления Ag(111)	269
<i>Анкудинов А.В.</i> Реакция живых клеток на фармакологические препараты: проявление с помощью СЗМ	271
<i>Борисов В.И., Кувшинова Н.А., Курочка С.П., Сизов В.Е., Степушкин М.В., Темиряев А.Г.</i> Создание полупроводниковых многозатворных структур с квантовым каналом методом импульсной силовой СЗМ-нанолитографии	273
<i>Быков В.А.</i> Сканирующая зондовая микроскопия и спектроскопия – состояние и тенденции развития	275

Вдовичев С.Н., Вдовин В.Ф., Зенкевич А.В., Мухин А.С., Удалов О.Г. Влияние на проводимость керметных пленок Si-Cr близлежащих сегнетоэлектриков и других материалов.....	279
Горев Р.В., Миронов В.Л. Локализованные моды спин-волнового резонанса ферромагнитных микрополосок в поле магнитного зонда	281
Гришин М.В., Гатин А.К., Сарвадий С.Ю., Слуцкий В.Г., Шуб Б.Р., Кулак А.И. Взаимодействие нанесенных наночастиц платины с газообразными реагентами.....	283
Грузнев Д.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Михалюк А.Н., Hsing C.R., Wei C.M., Ichinokura S., Hasegawa S., Зотов А.В., Саранин А.А. Структура и свойства двойного слоя Tl на Si(111)	285
Далидчик Ф.И., Балашов Е.М., Ковалевский С.А. Природа электронного туннельного парамагнитного резонанса одиночного поверхностного спина.....	287
Дохликова Н.В., Колченко Н.Н., Гришин М.В., Шуб Б.Р., Кулак А.И. Атомная и электронная структура свободных и связанных кластеров Au _n Hu	289
Еремеев С.В., Нечаев И.А., Чулков Е.В. Рашбовские и Дираковские спин-поляризованные состояния в полупроводниковых соединениях BiTeX (X = Cl, Br, I)	291
Ермолаева О.Л., Миронов В.Л. Троичная логика на основе многослойной ферромагнитной системы нанопроволока-наночастицы.....	293
Жуков А.А., Столяров В.С., Кононенко О.В. Двухзондовый манипулятор	295
Зотов А.В., Грузнев Д.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Михалюк А.Н., Азатьян С.Г., Еремеев С.В., Chou J.P., Hsing C.R., Wei C.M., Саранин А.А. Двумерные соединения адсорбатов на кремнии: эксперимент против теории	297
Ильина М.В., Блинов Ю.Ф., Ильин О.И., Коньшин А.А., Мальков И.А., Агеев О.А. Влияние деформации на мемристорный эффект вертикально ориентированных углеродных нанотрубок.....	298
Каверин Б.С., Гусев С.А., Обьедков А.М., Семенов Н.М., Каткова М.А., Забродина Г.А., Кремлев К.В., Татарский Д.А., Юнин П.А., Вилков И.В., Фаддеев М.А. Структурно-морфологические особенности мезокристаллов TiC, WRe ₂ C, CeO ₂	300
Калинин А.С., Поляков В.В., Быков В.А. Нерезонансная прыжковая силовая микроскопия пьезоотклика.....	302
Коваленко С.Л., Канищева О.И., Павлова Т.В., Андриюшечкин Б.В., Ельцов К.Н. СТМ-исследования атомной структуры азотированного графена на поверхности Ni(111).....	304
Комаров Н.С., Павлова Т.В., Андриюшечкин Б.В. Особенности реакции йодирования поверхности Ni(111). СТМ- и ТФП-исследование.....	306
Комаров Н.С., Павлова Т.В., Андриюшечкин Б.В., Климов А.Н., Ельцов К.Н. Поведение хлорированной поверхности Cu(111) при нагревании до температур десорбции	308
Мишина Е.Д., Лавров С.Д., Шестакова А.П., Шерстюк Н.Э. Применение методов нелинейной оптики для характеристики свойств наноструктур.....	310
Музыченко Д.А., Орешкин А.И., Орешкин С.И., Яковлев В.А., Murugan P., Chandrasekaran S.S., Kumar V., Бахтизин Р.З. Распад фторированных фуллеренов C ₆₀ F ₁₈ на поверхности Cu(001) в реальном времени	312
Небогин С.А., Брюквина Л.И., Иванов Н.А. Влияние металлических наночастиц на оптические свойства центров окраски в щелочных фторидах	314
Орешкин А.И., Qiu J., Fu H., Xu Ya., Shao T., Li H., Meng Sh., Chen L., Wu K. Модификация поверхностной структуры 3×3 силицена, вызванная адсорбцией водорода.....	316
Орешкин А.И., Музыченко Д.А., Орешкин С.И., Уставщиков С.С., Путилов А.В., Аладышкин А.Ю. Исследование структур германена на поверхности золота	318
Павлова Т.В., Шевлюга В.М., Андриюшечкин Б.В., Жидомиров Г.М., Ельцов К.Н. Прецизионная расстановка атомов фосфора на поверхности Si(100) через маску из хемосорбированного хлора	320
Резник А.Н., Королёв С.А., Дроздов М.Н. Микроволновая микроскопия полупроводниковых структур алмаза.....	322
Русина Г.Г., Борисова С.Д., Еремеев С.В., Чулков Е.В. Свойства и устойчивость кластеров тяжелых р-элементов IV–VI групп.....	324

<i>Саранин А.А., Грузнев Д.В., Матецкий А.В., Кибирев И.А., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Wei С.М., Hsing С.Р., Михалюк А.Н., Зотов А.В.</i> Атомная структура и электронные свойства двумерных соединений $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -(Т1, А) (А = элементы IV, V, VI групп)	325
<i>Симагина Л.В., Гайнутдинов Р.В., Волк Т.Р., Толстихина А.Л.</i> Особенности процесса обратного переключения в кристаллах релаксорного сегнетоэлектрика SBN по данным PFM	327
<i>Скороходов Е.В., Сапожников М.В., Резник А.Н., Горев Р.В., Поляков В.В., Быков В.А., Володин А.П., Миронов В.Л.</i> Магнитно-резонансный силовой микроскоп на базе зондового комплекса "Solver HV"	329
<i>Суханова Т.Е., Вылегжанина М.Э., Диденко А.Л., Светличный В.М., Гофман И.В., Волков А.Я., Кутин А.А., Якушев П.Н., Берштейн В.А.</i> Влияние введения углеродных наночастиц на структуру, морфологию и свойства нанокмполитов на основе сополиуретанимидов	331
<i>Темиряев А.Г., Темиряева М.П., Фролов А.В.</i> Исследование самоорганизации атмосферного адсорбата на поверхности графена и графита методами высокоразрешающей атомно-силовой микроскопии	333
<i>Темиряева М.П., Здоровейцев А.В., Кудрин А.В., Вихрова О.В., Темиряев А.Г.</i> Применение тонких пленок CoPt в магнитно-силовой микроскопии	335
<i>Тимошук К.И., Халисов М.М., Анкудинов А.В., Тимошенко Т.И.</i> Изучение рельефа и механических свойств живых эритроцитов методами АСМ	337
<i>Толстихина А.Л., Белугина Н.В., Гайнутдинов Р.В.</i> АСМ как метод изучения перестройки доменной структуры <i>in situ</i>	339
<i>Федотов Н.И., Зайцев-Зотов С.В.</i> Сдвиг зон на краях ступеней на поверхности Bi_2Se_3 в СТМ и СТС экспериментах	341
<i>Филатов Д.О., Антонов Д.А., Горшков О.Н., Антонов И.А., Касаткин А.П.</i> Исследование резистивного переключения в пленках стабилизированного диоксида циркония, в том числе с внедренными металлическими нанокластерами, методом проводящей атомно-силовой микроскопии	343
<i>Халисов М.М., Анкудинов А.В.</i> Особенность устройства иммобилизованных на подложке живых фибробластов, выявленная с помощью атомно-силовой микроскопии	345
<i>Чайка А.Н., Wu Н.-Сh., Молодцова О.В., Бабенков С.В., Hsu М.-Сh., Huang Ts.-W., Abid M., Abid Mo., Niu Yu., Walls B., Murphy В.Е., Швец И.В., Liu H., Sun Chun B., Janabi Ya.T., Молотков С.Н., Lichtenstein А.И., Katsnelson М.И., Chang С.-R., Аристов В.Ю.</i> Электронная структура и транспортные свойства системы нанополос графена на $\text{SiC}(001)$	347
<i>Шикин А.М., Климовских И.И., Рыбкина А.А., Рыбкин А.Г., Состина Д., Ворошин В.Ю., Петухов А., Отроков М.М., Чулков Е.В.</i> Топологическая фаза, спин-орбитальное и обменное взаимодействие при контакте графена с тяжелыми и магнитными металлами	349
<i>Шур В.Я., Ахматханов А.Р.</i> Экспериментальное и теоретическое исследование формирования самоподобных дендритных микро- и нанодоменных структур в одноосных сегнетоэлектриках	351

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

<i>Belyakov V.A.</i> Localized X-Ray modes at a twin boundary and options of X-ray monochromatization	355
<i>Snigirev A.</i> X-ray refractive optics for new fourth generation X-ray source	357
<i>Ахсахалян А.Д.</i> Разлет плазмы при реактивном ионно-лучевом травлении с фокусирующей щелью	359
<i>Богачев С.А., Кузин С.В., Перцов А.А., Кириченко А.С., Ульянов А.С., Рева А.А., Вишняков Е.А., Лобода И.П., Шестов С.В., Холодилов А.А., Лыков Д.В., Фатеев Ф.В., Трифонов А.В., Шаханов А.Е.</i> Космический эксперимент АРКА по исследованию Солнца	361
<i>Бушуев В.А., Петров И.А.</i> Влияние временной когерентности на формирование задержанных импульсов при дифракции в многослойных кристаллических структурах	365

Вайнер Ю.А., Зорина М.В., Ложкарев В.В., Мальшакова О.А., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н. Влияние ионно-пучкового травления на шероховатость и оптические свойства KDP кристалла	367
Вишняков Е.А., Дятков С.Ю., Ерхова Н.Ф., Кириченко А.С., Лобода И.П., Рева А.А., Ульянов А.С. Численное моделирование кружка рассеяния в спектрогелиографах КОРТЕС	369
Вишняков Е.А., Дятков С.Ю., Ерхова Н.Ф., Кириченко А.С., Лобода И.П., Рева А.А., Ульянов А.С., Кузин С.В. Проект КОРТЕС: наблюдения активности Солнца с МКС.....	371
Вишняков Е.А., Ерхова Н.Ф., Кириченко А.С., Рева А.А., Кузин С.В. Критерии выбора дифракционных решёток для спектрогелиографов КОРТЕС.....	373
Вишняков Е.А., Колесников А.О., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н. Расчёт схемы записи для изготовления VLS-решётки методом интерференционной литографии	375
Вишняков Е.А., Колесников А.О., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н. Стигматический спектрометр высокого разрешения для диапазона 120 – 250 Å на основе многослойного зеркала и плоской VLS-решётки	377
Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Тертышник А.Д., Ложкарев В.В. Измерение профиля поверхности протяжённых асферических объектов.....	379
Гаман Д.А., Вайнер Ю.А., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Стабильные Ве-содержащие многослойные зеркала для окрестности длины волны 30,4 нм	381
Гарахин С.А., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Влияние структурных параметров аперииодических многослойных зеркал на свойства отраженных фемтосекундных импульсов	383
Горай Л.И., Jark W., Eichert D. Внеплоскостные Au и Pt решетки в качестве делителя пучка РЛСЭ: ламельный vs треугольный профиль штрихов	385
Грибко В.В., Трушин В.Н., Маркелов А.С., Чупрунов Е.В. Исследование влияния формы подложки изгибного модуля на кривизну профиля рентгенооптических элементов	387
Гусев С.А., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Татарский Д.А., Цыбин Н.Н. Низкотемпературная металло-индуцированная кристаллизация Si в абсорбционных пленочных Al/Si, Zr/Si и MoSi ₂ -Al-MoSi ₂ фильтрах	389
Дюжев Н.А., Махиборода М.А., Демин Г.Д. Рентгеновский источник с прострельной мишенью и перестраиваемой длиной волны	391
Зорина М.В., Зуев С.Ю., Малышев И.В., Полковников В.Н., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Кочетков А.А., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Новые методы и подходы при изготовлении проекционного объектива для стенда ЭУФ литографа.....	393
Зорина М.В., Мильков А.В., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Струля И.Л., Чхало Н.И. Возможности ионно-пучковой полировки поверхности массивного бериллия	395
Зуев С.Ю. Исследование эффективности голографических дифракционных решеток в оптической схеме монохроматора с неизменной суммой углов падения и дифракции	397
Зуев С.Ю., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Татарский Д.А., Цыбин Н.Н. Al-содержащие абсорбционные фильтры ЭУФ диапазона для будущих космических проектов.....	399
Карпов А.В., Пунегов В.И. Динамическая дифракция рентгеновских микропучков в периодических средах	401
Колосов С.И., Пунегов В.И. Динамическая дифракция рентгеновских лучей в деформированном латеральном кристалле	403
Кузин С.В., Перцов А.А., Кириченко А.С., Сачков М.Е., Саванов И.С., Шугаров А.С. Космическая аппаратура для астрофизических исследований в проекте Спектр-УФ.....	405
Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И. Измерение коэффициентов теплопроводности многослойных пленочных фильтров ЭУФ излучения	408
Малышев И.В., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Методика измерений формы поверхности подложек для зеркал с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения	410
Малышев И.В., Торопов М.Н., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н., Полковников В.Н., Пестов А.Е., Кузин С.В. Высокоточное первичное зеркало с коррекцией аберрации «веса» для телескопа космического базирования.....	412

<i>Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чхало Н.И.</i> Миниатюрный источник ускоренных ионов с плазменным нейтрализатором.....	414
<i>Некипелов С.В., Мингалева А.Е., Петрова О.В., Шомысов Н.Н., Шустова Е.Н., Сивков В.Н.</i> Спектральные исследования полиатомных систем.....	416
<i>Нечай А.Н., Вайнер Ю.А., Парьев Д.Е., Чурип С.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Полковников В.Н., Гарахин С.А., Свечников М.В., Гаман Д.А.</i> Исследование деградационных процессов в многослойных нано пленках Mo/Be	418
<i>Нечай А.Н., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Пестов А.Е.</i> Результаты первых экспериментов, проведенных на модульной установке по исследованию кластерных пучков инертных газов....	420
<i>Парьев Д.Е., Нечай А.Н., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Свечников М.Н., Чхало Н.И.</i> Влияние барьерных слоев на свойства многослойных зеркал Mo/Be	422
<i>Петров И.А., Бушуев В.А.</i> Численное моделирование линии задержки на основе дифракции когерентных рентгеновских импульсов в многослойных кристаллических структурах	424
<i>Петрова О.В., Некипелов С.В., Обьедков А.М., Каверин Б.С., Кремлев К.В., Мингалева А.Е., Шомысов Н.Н., Сивков В.Н.</i> Угловые зависимости абсолютных величин сечений поглощения в области NEXAFS C1s края поглощения в высокоориентированном пиролитическом графите	426
<i>Полковников В.Н., Вайнер Ю.А., Гаман Д.А., Зуев С.Ю., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И.</i> Разработка многослойных зеркал со стабильными характеристиками для спектрального диапазона 25-60 нм.....	428
<i>Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И.</i> Проблемы и перспективы безмасочной литографии в области экстремального ультрафиолетового диапазона	430
<i>Пунегов В.И.</i> Когерентное и диффузное рассеяние пространственно ограниченных рентгеновских пучков от несовершенных периодических структур.....	432
<i>Пунегов В.И., Ломов А.А., Казаков Д.В., Сивков Д.В.</i> Рентгенодифракционная диагностика пористых слоев GaAs	434
<i>Свечников М.В., Чхало Н.И., Вайнер Ю.А., Парьев Д.Е., Полковников В.Н.</i> Определение параметров многослойных структур по данным рентгеновской рефлектометрии	436
<i>Франк А.И., Бушуев В.А.</i> Групповое время Бома-Вигнера и нейтронная оптика.....	438

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XXI Международного симпозиума

Нижний Новгород, 13–16 марта 2017 г.

Том 1: секции 1, 2, 4, 5

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».
Уч.-изд. л. 52,6. Усл. п. л. 54,8. Заказ № 96. Тираж 250.

Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
Тел. (831) 465-78-25

Подготовка оригинал-макета к печати *М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина,
О.И. Гайкович, Е.Е. Шуманова*

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433-83-25