

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

**Материалы XX Международного
симпозиума**

14–18 марта 2016 г., Нижний Новгород

Том 1

Секции 1, 2, 4, 5

Нижний Новгород
Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского
2016

УДК 538.9
ББК 22.37; 22.33
Н-25

Нанозлектроника и нанозлектроника. Материалы XX Международного симпозиума (Нижний Новгород, 14–18 марта 2016 г.) В 2 т. Том 1. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского государственного университета, 2016. — 434 с.
ISBN 978-5-91326-378-0

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
Нижегородский фонд содействия образованию и исследованиям

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН
З.Ф. Красильник, д.ф.-м.н., 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, Санкт-Петербург
Е.Л. Ивченко, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.В. Кведер, чл.-корр. РАН, ИФТТ РАН, Черногловка
А.В. Латышев, чл.-корр. РАН, 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. Рошупкин, д.ф.-м.н., ИПТМ РАН, Черногловка
В.В. Рязанов, д.ф.-м.н., ИФТТ РАН, Черногловка
Н.Н. Салашенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород
А.А. Саранин, чл.-корр. РАН, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
Н.Н. Сибельдин, чл.-корр. РАН, ФИАН, Москва
В.Б. Тимофеев, академик РАН, ИФТТ РАН, Черногловка
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 РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н., ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
Н.И. Чхало, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н.Новгород

Организационный комитет

В.Г. Беллюстина, ИФМ РАН, Н. Новгород
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
А.В. Новиков, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
Н.А. Байдакова, ИФМ РАН, Н. Новгород

УДК 538.9
ББК 22.37; 22.33

ISBN 978-5-91326-378-0

© Институт физики микроструктур
РАН, 2016
© Нижегородский госуниверситет
им. Н.И. Лобачевского, 2016

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



ЗАО «НТ-МДТ»
www.ntmdt.ru



ООО «Соктрейд Ко»
www.soctrade.com



Interactive Corporation
www.intactive.ru



ЗАО «Научное и технологическое
оборудование»
www.semiteq.ru



ООО «Криотрейд инжиниринг»
www.cryotrade.ru



ЗАО «Компания НТНК»
www.ntnk.ru

"НАУКА"

Центр Технического Сопровождения

ЦТС «Наука»

<http://scientific-technology.ru>



ОАО «Завод ПРОТОН»

www.z-proton.ru

SOL
instruments

ООО «СОЛ инструментс РУС»

www.solinstruments.com

WITec
focus innovations

WITec GmbH, www.witec.de

Официальное представительство

в России: LOT-QuantumDesign in Russia

 **ИНФРАСПЕК**

ООО «ИНФРАСПЕК»

www.infraspek.ru



ООО «Брукер»

www.bruker.ru, www.bruker.com

ОПТЭК®
ПРИБОРЫ ДЛЯ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЗАО «ОПТЭК»

<http://www.optec.ru>

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

Spin-independent quasiparticle nonequilibrium as a source of long-range spin signal in superconductors

A.M. Bobkov*, I.V. Bobkova[§]

Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, 142432.

*bobkov@issp.ac.ru, §bobkova@issp.ac.ru

Effective control of spin-polarized transport forms a basis of spintronics applications. In particular, it is very important to transmit spin signals over mesoscopic length scales. In this report the recent progress achieved in experimental and theoretical investigations of the spin transport in low-temperature superconducting films under Zeeman splitting of the spin subbands is reviewed.

Introduction

The superconducting spintronics now is a very active field of research. It is based on the recent progress in realization of superconductor/ferromagnet heterostructures. One of perspective directions is to study spin-polarized quasiparticle transport and spin accumulation in superconducting wires.

Usually spin signals are created by injection of spin-polarized quasiparticles into normal or superconducting wire from ferromagnetic leads. It was shown in transport experiments that for Al thin films in the normal state the spin relaxation length is of the order of 400-500 nm. However, it was demonstrated recently that in Zeeman-split superconducting films the spin signals can be created by injection of as polarized [1,2], so as unpolarized [3] electrons. Such spin signals can spread over distances of several microns.

Experiment

The long-range spin imbalance has been observed in the nonlocal experiments. The sketch of the typical setup [1-3] is depicted in Fig.1. It consists of a thin superconducting film (S) overlapped by the injector (I) and detector (D) electrodes. Both the injector and the detector are coupled to the film by tunnel contacts. A current is injected into the superconducting film via I. This electrode can be normal or ferromagnetic. The detector electrode is ferromagnetic. In this case the spin imbalance in the superconductor can be converted into an electric current at the S/D interface. The magnetic field is applied in plane of the film and is parallel to the ferromagnetic wires.

In the presence of a significant Zeeman splitting of the quasiparticle states, the signatures of spin transport over distances of several microns were found. These distances exceed other length scales such as the coherence length, the normal-state spin-diffusion length, and the charge-imbalance length. In addition, the relaxation length of the spin signal shows an increase with magnetic field.

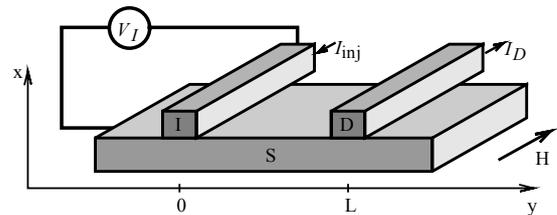


Fig. 1. Scheme of the system under consideration

Theory

The origin of such long-range spin signals has been addressed by several theoretical groups recently [4-7]. It is known that in the absence of the Zeeman splitting of the DOS and at low temperatures the main mechanisms of the spin relaxation in superconductors are elastic spin flips by magnetic impurities and by spin-orbit interaction. In order for these mechanisms of spin relaxation to work the injected quasiparticles should be spin polarized. It has been shown [4,5] that the relaxation length provided by these mechanisms in the Zeeman-split superconducting state does not exceed the normal state relaxation length.

But inspecting Fig.2 one can see that the spin signal is still present in the superconductor in spite of the zero difference between spin-up and spin-down distribution

functions. This is due to the different DOS in the spin subbands. Indeed, the quasiparticle current injected into the superconductor is accompanied by the energy flow that creates a nonequilibrium quasiparticle distribution in it, and the measured long-range spin signals were attributed to this spin-independent nonequilibrium quasiparticle distribution weighted by the spin-split DOS [4-7]. Such spin signals can be created even by normal (instead of ferromagnetic) injectors, as it was observed experimentally [3]. The relaxation length of such a spin signal is the energy relaxation length. The role of spin-flip processes is only to rapidly relax the distribution function to the spin-independent value.

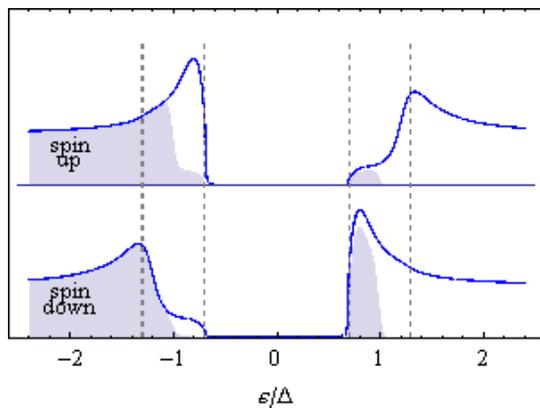


Fig. 2. Schematic picture of the Zeeman-split superconducting DOS for the both spin subbands versus the quasiparticle energy. Its filling by the quasiparticles is also shown. The spin-up and spin-down distribution functions are nonthermalized and equal to each other

The different density of states for spin-up and spin-down quasiparticles by itself is not enough in order to create the long-range spin signal. One also needs a breaking of symmetry with respect to $\varepsilon \rightarrow -\varepsilon$ in the DOS for each spin subband. Otherwise the nonequilibrium spin vanishes after integrating over energy in each of the subbands. In superconductors spin splitting of the quasiparticle density of states breaks this symmetry for each spin subband separately (while the symmetry of the overall DOS is preserved). On the contrary, while in conventional ferromagnets the spin-up and spin-down DOS are different, the breaking of $\varepsilon \rightarrow -\varepsilon$ symmetry in the DOS is only due to the electron-hole asymmetry and is very small. Therefore, even if a nonequilibrium quasiparticle distribution is created in a ferromagnet, the corresponding spin signal is very small.

The driving force of the measured signal is the spin-independent difference between the distribution func-

tions of electrons in the superconductor and in the detector. It simply can be converted into the spin signal by the spin-split DOS even if the spin-split DOS exists only near the detector.

The long-range spin signal of the discussed type can be naturally divided into two parts according to the nature of this difference: due to nonthermalized quasiparticle distribution and due to thermalized overheated electron distribution. They can be distinguished by their different dependencies on the applied voltage. The first part of the signal is due to nonthermalized electrons. It is always present near the injector, where the injected high-energy electrons cannot be described by the Fermi distribution with a definite temperature. The main process providing thermalization is the electron-electron scattering. So, the decay length of this part of signal is determined by the electron-electron scattering rate, renormalized due to superconductivity. In particular, it is this renormalization that leads to the observed increase of the spin relaxation length upon the applied magnetic field growth.

The second part of the signal is due to overheating of the injected electrons. It is determined by the difference between the effective electron temperature in the superconductor and in the detector. The relaxation length of this thermalized contribution to the signal is controlled by the length, over which the effective electron temperature relaxes to its equilibrium value, that is the energy relaxation length. In dependence on the particular sample design it can be determined by the electron-phonon relaxation length or correspond to the distance between the injector and an equilibrium bulk reservoir. If one excludes the heat leakage into the reservoir, the resulting relaxation length, controlled by the electron-phonon relaxation rate, can become very large.

References

1. C.H.L. Quay, D. Chevallier, C. Bena, M. Aprili // *Nature Physics*, V. 9, 84 (2013).
2. F. Hübner, *et al.* // *Physical Review Letters*, V. 109, 207001 (2012).
3. M.J. Wolf, F. Hübner, S. Kolenda, *et al.* // *Physical Review B*, V. 87, 024517 (2013).
4. I.V. Bobkova and A.M. Bobkov // *JETP Letters*, V. 101, 118 (2015).
5. M. Silaev, *et al.* // *Physical Review Letters* V. 114, 167002 (2015).
6. T. Krishtop, M. Houzet, J.S. Meyer // *Physical Rev. B*, V. 91, 121407(R) (2015).
7. I.V. Bobkova and A.M. Bobkov // *Physical Review B*, V.93, 024513 (2016).

Statistics of heat exchange between two resistors

D.S. Golubev*, J.P. Pekola

Low Temperature Laboratory, Department of Applied Physics, Aalto University School of Science, P.O. Box 13500, 00076 AALTO, Finland.

*dmitry.golubev@aalto.fi

We study energy flow between two resistors coupled by an arbitrary linear and lossless electric circuit. We show that the fluctuations of energy transferred between the resistors are determined by random scattering of photons on an effective barrier with frequency dependent transmission probability $\tau(\omega)$. We express the latter in terms of the circuit parameters. Our results are valid in both quantum and classical regimes and for non-equilibrium electron distribution functions in the resistors. Our theory is in good agreement with recent experiment performed in the classical regime.

Introduction

The problem of energy exchange between two resistors has been first analyzed by Nyquist [1] on the way towards his famous formula for the current noise of a resistor,

$$S_I = 4k_B T/R. \quad (1)$$

Here S_I is the spectral density of noise at low frequencies and R is the resistance. Equation (1) has been confirmed by numerous experiments. For a long time afterwards transport of heat in electric circuits has been considered well understood. Recently, however, it has attracted renewed attention due to advances both in theory and in technology. On the theoretical side, the discovery of the fluctuation theorem [2] has triggered the interest in the statistics of heat transport. The experiments have recently advanced in two directions. First, quantum transport of heat between two resistors coupled by superconducting wires and separated by up to 50 μm distance has been demonstrated at sub-kelvin temperatures [3]. Second, utilizing low noise amplifiers Ciliberto *et al.* have recently measured the full statistical distribution of heat transferred between two resis-

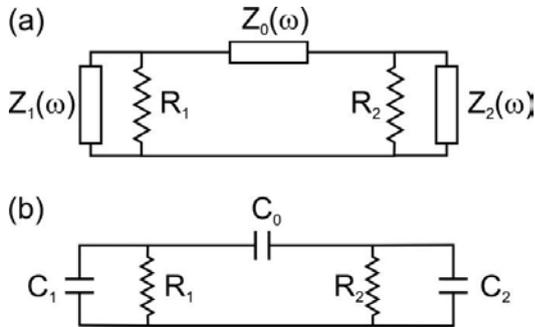


Fig. 1. (a) Two resistors connected by arbitrary reactive impedances. (b) Two resistors connected via capacitors. This setup has been realized in the experiment [4]

tors kept at temperatures 88 K and 296 K respectively [4]. They have verified the validity of the fluctuation theorem and worked out a theoretical model based on Nyquist's formula (1).

Motivated by these developments, we have proposed [5] a theory of full counting statistics of heat exchange between two metallic resistors at low temperatures, where the classical formula for the noise (1) can no longer be used. We consider two resistors, R_1 and R_2 shunted by impedances $Z_1(\omega)$ and $Z_2(\omega)$, and coupled by a linear element (e.g. transmission line, capacitor, etc.) having the impedance $Z_0(\omega)$ (see Fig. 1a). The impedances $Z_j(\omega)$ ($j=0,1,2$) are purely reactive and do not generate noise. The average heat current from the resistor 1 to the resistor 2 reads

$$J_Q = \int_0^\infty d\omega \tau(\omega) \left(\frac{1}{e^{\hbar\omega/k_B T_1} - 1} - \frac{1}{e^{\hbar\omega/k_B T_2} - 1} \right) \quad (2)$$

where $\tau(\omega)$ is the effective transmission.

Results

Our goal is to find the distribution of the energy Q transferred from the resistor 1 to the resistor 2 during the time t , which we denote as $P(t, Q)$. It is more convenient to work with the cumulant generating function (CGF), $F(t, \lambda)$, which depends on the counting field λ and defined as

$$e^{F(t, \lambda)} = \int dQ e^{i\lambda Q} P(t, Q) \quad (3)$$

We arrive at the following result [5]

$$F = -t \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \ln \left[1 - \tau(\omega) n_1 (1 + n_2) (e^{i\hbar\omega\lambda} - 1) - \tau(\omega) (1 + n_1) n_2 (e^{-i\hbar\omega\lambda} - 1) \right]$$

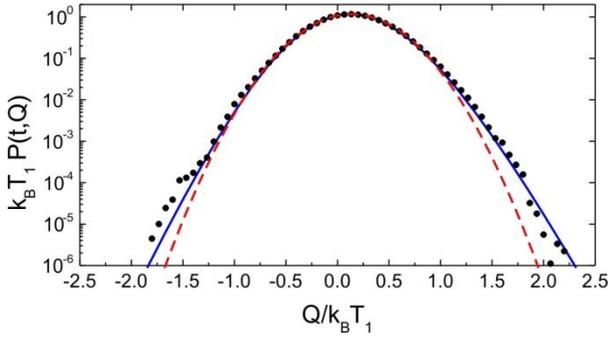


Fig. 2. Comparison between theoretically predicted energy distribution $P(t, Q)$ (blue line) and the measurements reported in Ref. [4] (black dots). Red dashed line indicates Gaussian approximation. The system parameters are: $R_1=R_2=10$ M Ω , $C_0=100$ pF, $C_1=680$ pF, $C_2=420$ pF, $T_1=296$ K, $T_2=88$ K. The characteristic RC-time was $t_0=6.29$ ms

where $n_{1,2} = 1/(e^{\hbar\omega/k_B T_{1,2}} - 1)$ are the photon distribution functions corresponding to the temperatures of the resistors and

$$\tau(\omega) = \frac{4}{R_1 R_2 |G_1 + G_2 + Z_0(\omega) G_1 G_2|^2},$$

with $G_{1,2}(\omega) = 1/R_{1,2} + 1/Z_{1,2}(\omega)$. The CGF $F(t, \lambda)$ is that of bosons (photons) scattered by a barrier with transmission probability $\tau(\omega)$. It resembles the CGF of fermions derived in Ref. [6]. In order to observe non-trivial statistical effects like, e.g., bunching or anti-bunching of photons one should be able to resolve individual photons absorbed by resistors. It is only possible at optical frequencies or higher. At radio frequencies one should rather discuss continuous fluctuations of energy. In particular, in the classical high temperature limit $T \gg \hbar\omega$ photons usually cannot be resolved. In this limit the CGF takes the form

$$F = -t \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \ln \left[1 - \tau(\omega) \left(i\lambda k_B (T_1 - T_2) - \lambda^2 k_B^2 T_1 T_2 \right) \right]. \quad (4)$$

It is interesting that if one replaces all the impedances by capacitors (Fig. 1b) the distribution of heat in high temperature limit can be evaluated analytically:

$$P = \frac{t}{\pi} \sqrt{\frac{2a}{\beta k_B^2 T_1 T_2 t^2 + 2Q^2 t_0^2}} e^{\frac{t}{t_0} \sqrt{\frac{a}{2} + \frac{(T_1 - T_2)Q}{2k_B^2 T_1 T_2}}} K_1 \left[\sqrt{a \left(\frac{t^2}{t_0^2} + \frac{2Q^2}{\beta k_B^2 T_1 T_2} \right)} \right]$$

Here K_1 is the modified Bessel function of the second kind, α and β are the dimensionless parameters constructed of the resistances R_1 and R_2 and capacitances C_j [5], t_0 is the characteristic RC-time of the circuit, and $a = \alpha/2 + \beta(T_1 - T_2)^2/8T_1 T_2$. In Fig. 2 we compare this result with experimental findings of Ref. [4] and observe very good agreement without fit parameters.

Conclusion

In summary, we have developed a theory of full counting statistics of heat exchange between two metallic resistors, which is valid both at high and at low temperatures, where the classical formula for the noise (1) can no longer be used. Fluctuations of the heat current in this system can be interpreted as scattering of photons by an effective potential barrier. In high temperature limit our results are in good agreement with recent experiment [4]. We acknowledge very useful discussions with S. Ciliberto, G. Lesovik, O. Saira and Y. Utsumi. We are grateful to S. Ciliberto for providing us with the experimental data.

References

1. H. Nyquist // Physical Review, V. 32, 110 (1928).
2. G.N. Bochkov, and Y.E. Kuzovlev // Sov. Phys. JETP, V. 45, 125 (1977); D.J. Evans, E.G.D. Cohen, and G.P. Morriss // Physical Review Letters, V. 71, 2401 (1993).
3. M. Meschke, W. Guichard, and J.P. Pekola // Nature, V. 444, 187 (2006).
4. S. Ciliberto, A. Imparato, A. Naert, and M. Tanase // Physical Review Letters, V. 110, 180601 (2013).
5. D.S. Golubev and J.P. Pekola // Physical Review B, V. 92, 085412 (2015).
6. L.S. Levitov, H. Lee, and G.B. Lesovik // Journal of Mathematical Physics, V. 37, 4845 (1996).

Crossover between Abrikosov vortex lattice and superconducting droplet state in superconductors with modulated disorder

A.A. Kopasov¹, D.A. Savinov^{1,2}, A.S. Mel'nikov^{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

We suggest a simple model describing the temperature-driven crossover between Abrikosov vortex lattice and superconducting droplet state in dirty superconductors with fluctuations either in the impurity concentration or in the crystal axes orientation. Our analysis is based on the Usadel-type theory with a spatially modulated diffusion coefficient. This modulation appears to break a regular vortex lattice into a random set of weakly coupled superconducting droplets emerging below the fluctuating upper critical field $H_{c2}(T)$. The above crossover reveals itself in a positive curvature of the $H_{c2}(T)$ lines allowing, thus, to explain the phase diagrams observed in a wide class of disordered superconducting materials.

Formation of a regular lattice of Abrikosov vortices below the upper critical magnetic field $H_{c2}(T)$ in type-II superconductors is one of the fundamental phenomena inherent to the superconducting ordering. In real samples the disorder certainly affects the characteristics and structure of this vortex state and, thus, the study of disorder effects on the magnetic field – temperature phase diagram is of primary importance for all possible applications of superconducting materials. The simplest consequence of the disorder is connected with the renormalization of the superconducting coherence length ξ_0 . The corresponding dependence $H_{c2}(T)$ in dirty superconductors is given by the well-known Werthamer-Helfand-Hoenberg theory [1]. Another consequence of the disorder is associated with its spatial modulation. The modulated disorder characteristics can strongly modify the structure of the vortex state destroying the regular Abrikosov lattice and cause the nucleation of superconductivity in the form of well separated superconducting islands or droplets. With the decreasing magnetic field these droplets naturally appear near the minima of the local coherence length and are coupled by a weak Josephson interaction caused by the exponentially small overlapping of the Cooper pair wave functions centered at different islands. Close to the zero-field critical temperature this overlapping grows resulting in the averaging of the disorder modulation and crossover to the standard Abrikosov vortex lattice state. It is the goal of our work to analyze this crossover and to show that it can reveal itself in a positive curvature of the $H_{c2}(T)$ curves allowing, thus, to

explain the phase diagrams observed in a wide class of disordered superconducting materials [2].

In the present work we study the dependence $H_{c2}(T)$, considering several deterministic profiles of the diffusion coefficient $D(\mathbf{r})$ as well as random $D(\mathbf{r})$ profiles with a certain autocorrelation function. For this purpose we use the Usadel-type equations with a modulated diffusion coefficient $D(\mathbf{r})$, which are linearized with respect to the gap function $\Delta(\mathbf{r})$ and the anomalous Green's function $F_\omega(\mathbf{r})$ to describe the vicinity of the superconducting phase transition:

$$\hat{\Pi}D(\mathbf{r})\hat{\Pi}F_\omega(\mathbf{r}) + 2|\omega|F_\omega(\mathbf{r}) = 2\Delta(\mathbf{r}), \quad (1)$$

where $\hat{\Pi} = (i\nabla + 2\pi\mathbf{A}/\Phi_0)$, $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ is the magnetic flux quantum, \mathbf{A} is the vector potential, $\omega = (2n+1)\pi T$ is a Matsubara frequency, T is temperature, and n is an integer. The superconducting critical temperature T_c is determined from the self-consistency equation for the pair potential:

$$\Delta(\mathbf{r}) \ln \frac{T_c}{T_{c0}} + \pi T_c \sum_{\omega_c} \left[\frac{\Delta(\mathbf{r})}{|\omega_c|} - F_{\omega_c}(\mathbf{r}) \right] = 0, \quad (2)$$

where T_{c0} is the critical temperature at $H=0$ and $\omega_c = \omega(T_c)$. Taking the solution for the anomalous Green's function in the form, $F_\omega = \Delta(\mathbf{r})/(|\omega| + E_0/2)$ we derive the Maki-de Gennes equation for the phase-transition temperature T_c :

$$\ln \left(\frac{T_c}{T_{c0}} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} \right) + \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar E_0}{4\pi T_c} \right) = 0. \quad (3)$$

Here ψ is the digamma function and E_0 is the minimal eigenvalue for the following problem:

$$\hat{\Pi}D(\mathbf{r})\hat{\Pi}\Delta(\mathbf{r}) = E_0\Delta(\mathbf{r}). \quad (4)$$

Using both the variational method and numerical simulations, we first obtain the dependencies $H_{c2}(T)$ for some exemplary deterministic $D(\mathbf{r})$ profiles:

$$D(x) = D_0 - (D_0 - D_m)\exp(-x^2/l_c^2), \quad (5)$$

$$D(\rho) = D_0 - (D_0 - D_m)\exp(-\rho^2/l_c^2), \quad (6)$$

$$D(\mathbf{r}) = D_0 - (D_0 - D_m)\exp(-\rho^2/l_c^2 - z^2/l_z^2) \quad (7)$$

for one-dimensional (1D), two-dimensional (2D), and three-dimensional cases (3D), respectively. The results of our calculations are shown in Fig. 1.

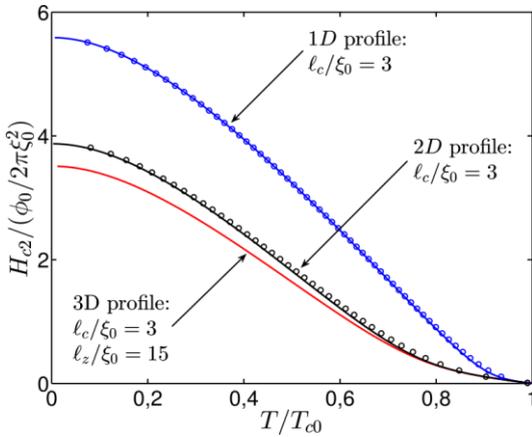


Fig. 1. Typical plots of the phase-transition lines for the superconductors with $D(\mathbf{r})$ profiles (7), (9), and (10). Solid lines represent the results of the variational approach while open circles correspond to the direct numerical calculations. The curves are derived for the following ratio of the diffusion coefficients: $D_0/D_m = 10$.

As a next step, we consider the effect of the crossover from the Abrikosov vortex lattice to the droplet state on the ensemble averaged characteristics. At $T=0$ this effect has been analyzed in Ref. [3] within the standard model of randomly distributed point scatterers. However, the $H_{c2}(T)$ dispersion is vanishing in the quasi-classical limit and can be increased only if one takes account of additional fluctuations arising, e.g., from the modulation of the disorder characteristics. For this purpose we study the superconductivity nucleation in a system with a correlated random distribution of $D(\mathbf{r})$:

$$D(\mathbf{r}) = \langle D \rangle + \delta D(\mathbf{r}), \quad (8)$$

where $\langle \dots \rangle$ stands for the ensemble averaging, $\delta D(\mathbf{r})$ has the zero mean and the autocorrelation function with a certain correlation length l_c . Similar $D(\mathbf{r})$ profile

was considered in [4] for the limit $l_c \rightarrow 0$. In the present work we analyze the effect of a finite size of the autocorrelation function on the superconducting phase transition. As an example, we consider a correlation function

$$\langle \delta D(\mathbf{r})\delta D(\mathbf{r}') \rangle = \frac{\langle D \rangle^2 d^2}{l_c^2} \exp(-|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2/l_c^2), \quad (9)$$

where $\mathbf{r} = (x, y)$ and d is a phenomenological constant determined by the pinning properties of a superconductor. Typical plots of the rms values of $H_{c2}(T)$ versus temperature are shown in Fig. 2 for $d = 3\xi_0$ and several values of l_c , where $\xi_0 = \sqrt{\pi\hbar\langle D \rangle}/8T_{c0}$. These plots clearly point to the existence of the crossover in the behavior of the upper critical field accompanied by the change in the curvature of the $H_{c2}(T)$ similar to the one shown in Fig. 1 and observed in the experiments [2].

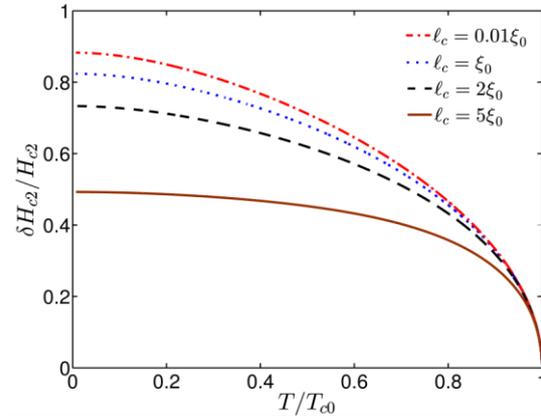


Fig. 2. Temperature dependence of the rms values of the upper critical field for the model distribution (9) with $d = 3\xi_0$.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (AAK and DAS). Analytical studies of the upper critical field fluctuations were supported by the Russian Science Foundation under Grant No. 15-12-10020 (ASM).

1. E. Helfand, N. R. Werthamer // Phys. Rev. Lett., V. 13, 686 (1964).
2. S. Okuma *et al.* // J. Phys. Soc. Jpn., V. 52, 3269 (1983); A. F. Hebard and M. A. Paalanen // Phys. Rev. B, V. 30, 4063 (1984); A. P. Mackenzie *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 71, 1238 (1993); M. S. Osofsky *et al.* // Phys. Rev. Lett. 71, 2315 (1993); F. Hunte *et al.* // Nature (London), V. 453, 903 (2008).
3. B. Spivak and F. Zhou // Phys. Rev. Lett., V. 74, 2800 (1995).
4. V. M. Galitski and A. I. Larkin // Phys. Rev. Lett., V. 87, 087001 (2001).

Dimensional 3D-2D crossover in thin superconducting films

S.V. Postolova^{1;2,*}, A.Yu. Mironov^{1;2}, V.M. Vinokur³ and T.I. Baturina^{1;2}

1 A.V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, 13 Ac. Lavrentev Av., 630090 Novosibirsk, Russia.

2 Department of Physics, Novosibirsk State University, 2 Pirogova Str., Novosibirsk, 630090, Russia.

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

* svet.postolova@gmail.com

Investigation into the nature of the nonmonotonic temperature behavior of the resistance $R(T)$ of a superconducting titanium nitride (TiN) thin disordered film reveals that the minimum at temperature T^* which $R(T)$ exhibits above the superconducting transition temperature T_c heralds dimensional crossover between the 2D-wise and 3D-wise electronic transport. The 3D transport behavior of $T > T^*$ range governed by the Bloch-Gruneisen law, turns into the quasi 2D transport at $T < T^*$ whose temperature behavior is dominated by the 2D quantum contributions to conductivity. Around the minimum, $T = T^*$, where $dR/dT = 0$, the thermal coherence length matches the film thickness. We describe quantitatively $R(T)$ and construct the phase diagram in the temperature-conductivity coordinates.

Introduction

It has been demonstrated recently [1] that thin disordered superconducting TiN films exhibit a state quite similar to the pseudogap state in high- T_c superconductors, namely the appreciable depletion of the density of the electronic states over a wide temperature range above T_c . It was unambiguously demonstrated that this state is the suppression of the DOS by superconducting fluctuations favored by two-dimensionality and by the proximity to the transition to the insulating state. Furthermore, the behavior of the mid-infrared optical conductivity of TiN, which is also quite well described in terms of ordinary fluctuation dominated 2D transport is paralleled by the similar features of high- T_c that are customary associated with the pseudogap state [2]. The marked minimum in $R(T)$ soon above T_c is another resemblance among high- T_c -s [3,4] and thin films of conventional superconductors [5,6]. This calls for an investigation into the nature of the S-shaped $R(T)$ of conventional superconducting thin films.

Methods

The data presented below are taken for thin thin TiN films formed on a Si/SiO₂ substrate by atomic layer deposition. The samples were patterned into the bridges 50 μm wide and 250 μm long. Transport measurements are carried out using the low-frequency ac and dc techniques in a four-probe configuration. The parameters of samples are presented in Table I.

Results and discussion

Typical temperature dependencies of the resistance per square, $R_{\square} = \rho/d$, at zero magnetic field is shown in fig. 1(a). The resistance first decrease linearly with the decreasing temperature $R \propto T$. This linear behavior is typical for bulk metals where $R(T)$ dependence arises mainly from the electron-phonon interaction and is perfectly described by the Boltzmann transport theory. The linear $R \propto T$ dependence then is the asymptote of the Bloch-Gruneisen law at temperatures $T \geq \Theta/3$ [7], where Θ is Debye temperature. Upon decreasing temperature, $R(T)$ starts to deviate upwards from the Bloch-Gruneisen law and achieves minimum at some temperature T^* . The subsequent behavior of $R(T)$ is the same as behavior of thinner samples ($d \leq 5$ nm), which were proved to be quasi-two-dimensional (2D) metals where the effects of weak localization (WL) and electron-electron interaction (ID) are enhanced by dimensionality[8].

Let us take a look at the region $T \approx T^*$ from the viewpoint of interrelation between the thickness d of the film, the phase-coherence length, $L_{\phi} = \sqrt{D\tau_{\phi}}$, where D is the diffusion coefficient, τ_{ϕ} is the phase decoherence time, and the electron-electron interaction thermal coherence length $L_T = \sqrt{2\pi\hbar D/kT}$. The quasiparticle description holds for $kT \gg \hbar/\tau_{\phi}$ [9] which implies $L_T \ll L_{\phi}$. Therefore it is the thermal coherence length L_T that controls the effective dimensionality of the system. The ratio of d/L_T at temperature T^* is given in table I. For all the samples $d \simeq L_T$ at temperature T^* .

Our results can be conveniently summarized as a phase diagram displaying the effective dimensionality of the system. We identify three distinct regimes. At high temperatures where $d \geq L_T$, a metallic linear temperature dependence of the resistivity is observed ($T > T^*$), and the system is a 3D metal. The boundary line for this region is calculated as a condition that $dR/dT = 0$. Down in temperature, $d \leq L_T$ and the system becomes quasi-2D metal, dominated by the quantum contributions to conductivity from electron-electron interaction and weak localization. The boundary line of the quasi-2D/Sc Fluctuating is calculated according to [8] (see fig 1(c) there). Below this line conductivity of the system is governed by superconducting fluctuations. The boundary line of the Sc Fluctuating/Superconducting is determined by [10]. Below this line the amplitude of the superconducting order parameter is finite which means the long-living Cooper pairs exist in a system, but the global coherence is absent because of the free motion of the unbound vortex-antivortex plasma, so the true superconductivity realizes only at $T = 0$.

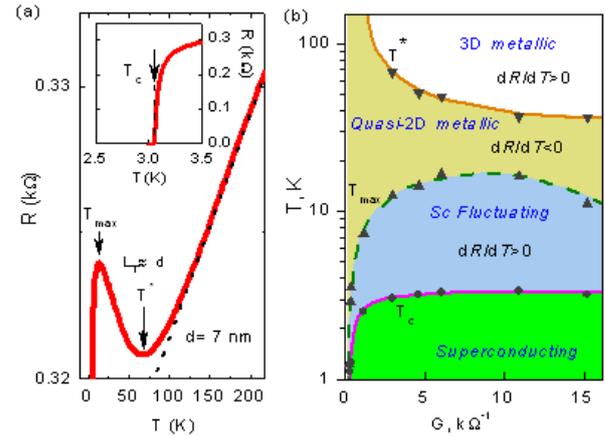


Fig. 1. (a) Resistance vs temperature for sample D05 with thickness $d = 7$ nm. Dotted line corresponds linear dependence. Arrows marks temperatures T^* of the high-temperature-resistance-dip and temperature of local maximum T_{max} . Inset: same $R(T)$ dependence but near the superconducting transition. T_c is the superconducting critical temperature. (b) Phase diagram in the temperature-conductivity coordinates for set of TiN films of different thickness and, therefore, different conductivity at room temperature. See description of boundary lines in text

Table 1. Sample characteristics: R_{300} is the resistance per square at room temperature; d is the thickness of the film; $k_F l$ is the Fermi wavenumber and l is the mean free path; T_c is superconducting critical temperature; T^* is the temperature of the high-temperature-resistance-dip; D is the diffusion constant; $L_T(T^*)$ is thermal coherence length at temperature T^* ; $d/L_T(T^*)$ is the ratio of film's thickness to the thermal coherence length at temperature T^*

film	R_{300}, Ω	d, nm	$k_F l$	T_c, K	T^*, K	$D, \text{cm}^2/\text{s}$	$L_T(T^*), \text{nm}$	$d/L_T(T^*)$
S05	334	7	4.9	3.055	67.5	0.9	6.96	1.01
S07	165	12	6.2	3.298	48.3	1.2	8.89	1.35
S08	91	18	7.4	3.363	36.9	1.4	10.3	1.74

This research is supported by Russian Foundation for Basic Research (project № 16-02-00803) and by Ministry of Education and Science of the Russian Federation.

References

1. B. Sacépe, *et al.* // Nature Communications, 1, 140 (2010).
2. F. Pfüner, *et al.* //New Journal of Physics, 11, 113017 (2009).
3. V. V. Moshchalkov, J. Vanacken and L. Trap-peniers // Physical Review B, 64, 214504 (2001).
4. Peng Y *et al.* // Nature Communications, 4 2459 (2013).
5. E. Zaken and R. Rosenbaum // Journal of Physics: Condensed Matter, 6, 9981 (1994).
6. S. Ishida, *et al.* // Journal of the Physical Society of Japan, 64, 858 (1995).
7. A. A. Abrikosov, Fundamentals of the Theory of Metals (Amsterdam: North-Holland) (1988).
8. T. I. Baturina, *et al.* // Europhysics Letters, 97, 17012 (2012).
9. B. L. Altshuler, A. G. Aronov and D. E. Khmel-nitsky // Journal of Physics C: Solid State Physics, 15, 7367 (1982).
10. A. M. Finkelstein // JETP Letters, 45, 46 (1987).

Tunable quasiparticle traps in single electron superconducting devices

M. Taupin,¹ I.M. Khaymovich,^{1,2,*} M. Meschke,¹ A.S. Mel'nikov,^{2,3} J.P. Pekola¹

¹ Low Temperature Laboratory, Department of Applied Physics, Aalto University, Finland

² Institute for Physics of Microstructures of the RAS, GSP-105, Nizhni Novgorod, 603950, Russia.

³ Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhni Novgorod, 603950, Russia.

*hai@ipm.sci-nnov.ru

The number of non-equilibrium quasiparticles (QP) in superconducting single electron devices is shown to be effectively controlled by external magnetic field. Both the Meissner supercurrents and the vortices entering the superconducting island are responsible for formation of QP traps and, thus, for the cooling of the electron gas. To test this magnetic cooling mechanism we experimentally study the magnetic field effect on the current quantization plateau in NISIN turnstile. In increasing fields the performance of the electronic pumping in these devices appears to be strongly improved due to QP redistribution in the island.

Introduction

Many superconducting micro- and nano-electronic devices operating at low temperatures suffer from non-equilibrium quasiparticles (QPs). The number of QPs appears to increase drastically provided the relaxation time and length exceed the operational period and characteristic device dimensions, respectively. Hence, the effective electron temperature T exceeds the temperature of the phonon bath T_0 . The resulting overheating is known to be the cause of the deviation from the quantized current plateau in turnstiles [1], additional decoherence in qubit systems [2], decrease in the quality factors of superconducting resonators [3], and impose the restrictions on the efficiency of the electronic cooling in normal metal (N) - insulator (I) - superconductor (S) junctions [4]. Thus, the overheating is one of the major problems in mesoscopic devices with S parts. Applying magnetic field \mathbf{B} one can manipulate and redistribute excess QPs arranging an appropriate configuration of QP traps in a sample.

In this work we present both the experimental demonstration and theoretical analysis of such effective control of excess QPs and resulting electron cooling both in the Meissner and vortex states of the mesoscopic S system and for the first time demonstrate QP trapping within Meissner supercurrents. More than the overall QP number N_{qp} , the critical parameter is the location of these excess QPs. For tunnel junction circuits, it is crucial to avoid the QPs in a S part nearby the junction, while extra QPs located far away are of less concern. To suppress overheating in a S part(s) one aims at (i) reducing the generation of extra QPs by proper elec-

tro-magnetic shielding of the sample and, (ii) decrease of QP density $n_{qp}(\mathbf{r})$ by introducing QP traps (see e.g. [5]), by optimizing the device geometry [3, 6]. The latter allows one to move QPs away from critical locations and relax them. QP traps have become important in designing devices for mesoscopic physics and metrology. Here we focus on the magnetic field controlled trapping, a method which has a number of advantages [7]. For a deeper understanding of trap cooling abilities we build a quantitative model of these traps and verify it experimentally by transport measurements in a mesoscopic S island (Al) in a single-electron transistor (SET) set-up with normal metal (Cu) leads.

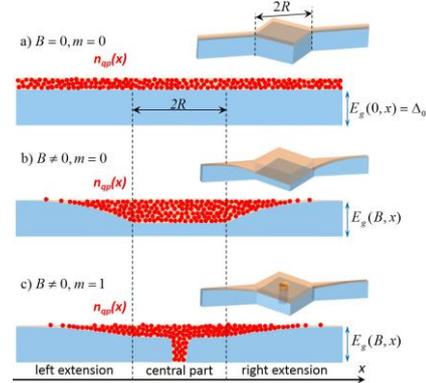


Fig. 1. Sketch of the S gap $E_g(B,x)$ represented by the height of the blue volume and QP density $n_{qp}(x)$ (shown by red circles) distributions in a S disc with narrow extensions for (a) zero magnetic field; (b) Meissner state in finite field; (c) vortex state. m - the island vorticity, B - the magnetic field acting on the sample. The wide central part of the island is limited by vertical dashed lines; the narrow extensions are located on the sides. The 3D schematics depict the corresponding $E_g(B,x)$ (in blue) and $n_{qp}(x)$ (in orange semitransparent)

Main results

We illustrate the key idea of QP trapping in an S island with a wide central part and two narrow extensions by Fig. 1. Without magnetic field applied $B = 0$ the QP density is uniform in the island with a constant gap $E_g(x) = \Delta_0$. Magnetic field of few mT reduces the gap mostly in the central part of the island by inducing Meissner supercurrents. Due to this non-uniform gap potential $E_g(x)$, QPs shown by red circles are redistributed so that their density is small at the junctions, Fig. 1(b). However, the total QP number is larger than that at $B=0$ due to its exponential dependence $N_{qp} \sim \exp[-E_{g,min}/T]$ on the minimal gap $E_{g,min} = \min_x E_g(x)$ over the island. A vortex in the island redistributes QPs further, being of a QP potential well containing a lot of QPs, Fig. 1(c).

To probe the magnetic field dependence of hot QP states, we perform pumping measurements of the current I in turnstile mode of NISIN SET averaged over the period of the drive $1/f$ [8]. We apply a fixed bias voltage $V = 100 \mu\text{V}$ and sinusoidal gate voltage $C_g V_g/e = n_g(t) = n_g^0 + A_g \sin(2\pi f t)$ through the capacitor C_g with variable amplitude A_g (see the inset of Fig. 2). In the absence of non-equilibrium effects and unwanted tunneling events I is expected to be integer multiply of $e f$. Overheating of the S island leads to positive deviations of this current from $n e f$ by tens percents at the expected plateau positions which corresponds to thousands of QPs per μm^3 near the junction.

The deviation from $e f$ at large enough magnetic fields decreases by an order of magnitude in the whole frequency range from 0.5 to 200 MHz (see Fig. 2) and approaches a few-percent level related to an amplifier noise. The excess current $\delta I = I - e f$ increases when the field is swept from large negative values to low values with jumps at fields of vortex exits. The following field increase to positive values leads to decreasing δI without visible anomalies. This is related to the hysteresis in the k -th vortex entry (exit) fields and, consequently different S gap reduction.

To model theoretically the function $\delta I(B, f)$ we calculate the electronic temperature T using a standard heat balance equation $Q_{\text{eph}}(T, T_0) \approx [e f + \delta I]V$. Both the Meissner $Q_{\text{eph}}^{\text{nv}}$ and the vortex $Q_{\text{eph}}^{\text{v}}$ contributions to the electron-phonon heat rate $Q_{\text{eph}} = Q_{\text{eph}}^{\text{nv}} + Q_{\text{eph}}^{\text{v}}$ has been calculated for finite B using Usadel equation (please see [7] for details of calculations). Using the expression for the thermal excitation leakage current

$$\delta I = C \sqrt{2\pi E_g(0)T} \exp[-E_g(0)/T] / e R_T \quad (1)$$

with a certain $C \sim 1$ and a tunnel resistance R_T one can match the measurement with the theory without fitting parameters and, thus, characterize the QP traps.

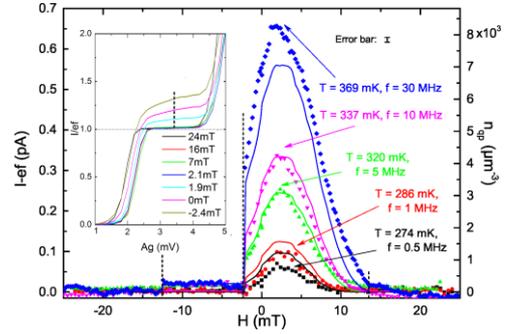


Fig. 2. Excess current $I-ef$ at the 1st turnstile plateau (at the gate amplitude shown by the dashed line in the inset) vs the magnetic field for the driving frequencies 0.5, 1, 5, 10, and 30 MHz from bottom to the top. The vertical dashed lines show the values of the critical fields of the entry or exit of an extra vortex. Symbols (solid lines) correspond to the experimental data (theoretical model) with the estimated maximal QP temperature shown in numbers. (Inset) Current plateau vs ac gate amplitude for several magnetic fields

This work has been supported in part by Academy of Finland (Projects 284594, 272218), by the European Union Seventh Framework Programme INFERNOS (FP7/2007-2013) under Grant Agreement No. 308850, by Microsoft Project Q, by the EMRP (project no. SIB01-REG2), by the Russian Foundation for Basic Research, and the grant of the Russian Ministry of Science and Education No. 02.B.49.21.0003.

References

1. J. M. Martinis *et al.* // PRL, **103**, 097002 (2009); H. Paik *et al.* // PRL, **107**, 240501 (2011); A. D. Corcoles *et al.* // APL, **99**, 181906 (2011).
2. H. Wang, *et al.* // APL, **95**, 233508 (2009); R. Barends, *et al.* // APL, **99**, 113507 (2011).
3. H. S. Knowles *et al.* // APL, **100**, 262601 (2012).
4. J. P. Pekola *et al.* // APL, **76**, 2782 (2000); S. Rajauria *et al.* // PRB, **80**, 214521 (2009).
5. H. Q. Nguyen *et al.* // NJP, **15**, 085013 (2013); J. N. Ullom *et al.* // APL, **73**, 2494 (1998).
6. T. Yamamoto *et al.* // APL, **88**, 212509 (2006).
7. M. Taupin *et al.* ArXiv-preprint: 1506.09165.
8. J. P. Pekola *et al.* // Nature Phys, **4**, 120 (2008).

Josephson interferometry as a tool for the detection of broken time-reversal symmetry in multi-band superconductors

Y.S. Yerin^{1,2,*}, A.S. Kiyko³, A.N. Omelyanchouk², E. Il'ichev⁴

1 B.Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, 47 Lenin Ave., 61103, Kharkov, Ukraine.

2 Institute for Physics of Microstructures RAS, GSP-105, Nizhny Novgorod, 603950, Russia.

3 I. Kozhedub Kharkiv Air Force University, 77/79 Sumskaya str., 61023, Kharkov, Ukraine.

4 Leibniz Institute of Photonic Technology, D-07702 Jena, Germany.

*yerin@ipm.sci-nnov.ru

We found qualitative differences in the structure of the current-phase relations of the point contact for cases of the three-band superconductor with the presence of BTRS and without of this state. Also we revealed that we can observe possible multi-hysteresis loops on a dependence of a total flux from the externally applied flux for the dc SQUID, based on a BTRS three-band superconductor. We found that dependencies of a critical current on applied magnetic flux can have complicated multi-periodic forms, which are differ from strictly periodic characteristics for conventional dc SQUIDs and Fraunhofer patterns for Josephson contacts in the external magnetic field. We stress that our results can be used as the potential experimental probe for the detection of the BTRS state in multi-band superconducting systems.

Introduction

Since the discovery of iron-based superconductors assumptions about the symmetry of the order parameter in these compounds evolved from the so-called sign-reversal s_{\pm} -wave to the exotic chiral forms like $s+id$ and $s_{\pm}+is_{++}$, still remaining controversial question in present publications. In the last case the chirality of the order parameter can produce so-called broken time-reversal symmetry (BTRS) states, when the phases of the order parameter cannot simultaneously satisfy to the condition of the energy minimum and thereby undergo frustration, creating several degenerated ground states of the superconductor.

At this moment a detection of the BTRS states in iron-based and other unconventional superconductors with a chiral structure of the order parameter is one of the most topical problems in the investigation of these materials. Moreover, different tools have been already proposed and have been used and for the detection of this phenomenon.

We believe that another useful way to detect the state with BTRS in iron-based superconductors is the Josephson interferometry, which is provided the most valuable information about the pairing symmetry of the order parameter [1-3]. Motivated by these unresolved challenges we address the problem of the behavior of

Josephson systems, based on point contacts between a conventional s-wave and an isotropic dirty three-band s-wave superconductor [3].

Josephson effect in ballistic point contacts between single-band and multi-band superconductors

We have studied the properties of Josephson systems based on point contacts with ballistic conductivity formed between a single-band and a multiband (two- and three-band) superconductor at zero temperature.

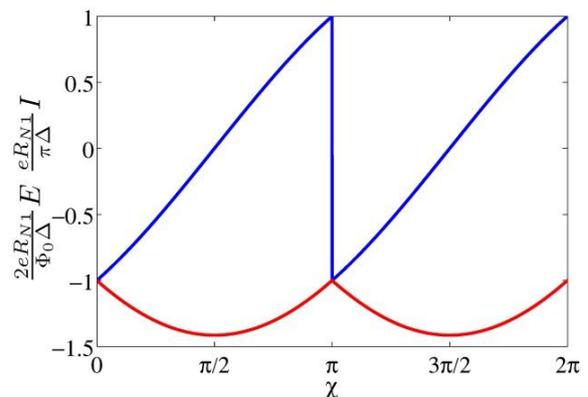


Fig. 1. (Color online) The current-phase relation (blue line) and the Josephson energy (red line) of a point contact between a single-band and a two-band superconductor with the s_{\pm} -wave symmetry of the order parameter

The ballistic Josephson point contact between a single-band and an s_{\pm} -wave superconductor is frustrated, has two ground states, and thus demonstrates the properties of a φ -contact (fig. 1).

If the Josephson junction is formed by a single-band and a three-band superconductor with BTRS, such a contact may have two different current-phase relations, also demonstrating the φ -contact properties. Furthermore, depending on the ground state of the three-band superconductor with BTRS, the Josephson junction can have from one to three energy minima (fig. 2). These minima can be either all stable in the global sense (three-fold degeneracy of the ground state) or only one of them can be globally stable.

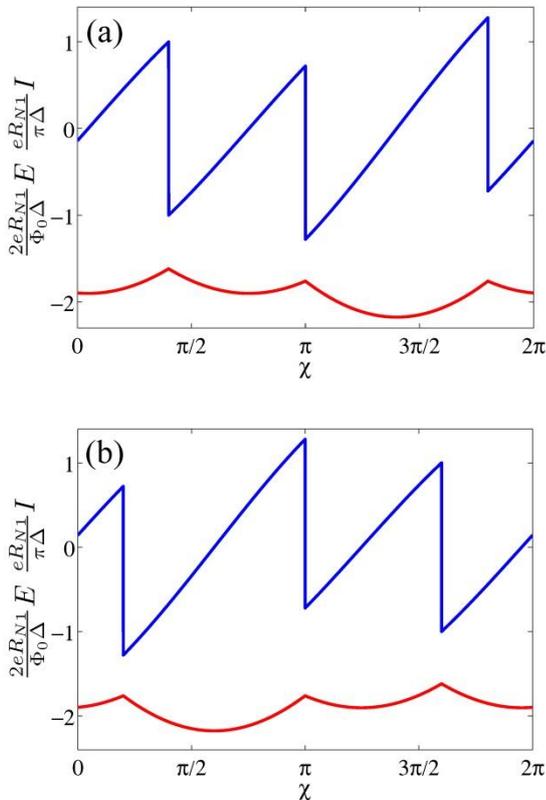


Fig. 2. (Color online) The current-phase relation (blue line) and the Josephson energy (red line) of a point contact between a single-band and a BTRS three-band superconductor and frustrated ground state $\phi = 0.6\pi$, $\theta = 1.2\pi$ (a) and $\phi = 1.4\pi$, $\theta = 0.8\pi$ (b)

For a three-band superconductor, which is characterized by the absence of BTRS, the Josephson junction has qualitatively the same properties as the contact with an s_{\pm} -wave two-band superconductors, it is a frustrated (two-fold degenerate) φ -contact. It was found that in comparison with the Josephson junction with a

diffusive conductivity, the ballistic junction between a single-band and a three-band superconductor can demonstrate a significantly wider variety of states with additional local or global energy minima.

Behaviour of a dc SQUID based on Josephson point contacts between single-band and multi-band superconductors

We also considered the behavior of a dc SQUID based on the Josephson junctions formed by a single-band and a multi-band superconductor. We found the differences in the characteristics of dc SQUIDs constructed of an s_{\pm} -wave superconductor, a three-band superconductor with BTRS and a three-band superconductor without BTRS as compared with conventional dc SQUID based on single-band superconductors (fig. 3).

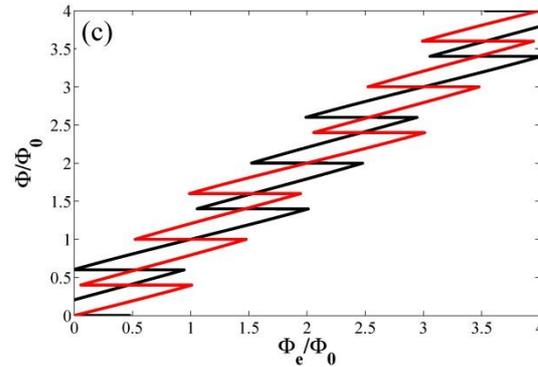


Fig. 3. (Color online) S states of a dc SQUID based on single-band and a BTRS three-band superconductor

The above features can be used to detect the presence of a multi-band structure in superconductors. Moreover, in the case of a three-band superconductor these results can help to detect BTRS.

This work was supported by a grant from the DKNII (M/231-2013) and a grant from the BMBF (UKR-2012-028). One of the authors (Y.Y.) was supported by a grant from the RSF No. 15-12-10020.

References

1. Y.S. Yerin, and A.N. Omelyanchouk // Low Temp. Phys., 40, 943 (2014).
2. Y.S. Yerin, A.N. Omelyanchouk, E. Il'ichev // Supercond. Sci. Technol., 28, 095006 (2015).
3. Y.S. Yerin, A.S. Kiyko, A.N. Omelyanchouk, and E. Il'ichev // Low Temp. Phys., 41, 885 (2015).

Орбитальные эффекты магнитного поля в топологических сверхпроводниках

Р.Ш. Акзянов^{1,2,3,*}, А.Л. Рахманов^{2,1,3,*}, А.В. Рожков^{2,3}

1 Всероссийский научно-исследовательский институт им. Духова, ул. Суцевская, 22, Москва, 127055.

2 Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, Москва, 125412.

3 Московский физико-технический институт (ГУ), Институтский пер., 9, Москва, 141700.

*apexgreen57@gmail.com

Изучено влияние квантования Ландау на фермионы Майораны в двумерных сверхпроводниках с абрикосовским вихрем. Показано, что помимо фермиона Майораны в коре вихря присутствует внешний фермион Майораны, который локализуется магнитным полем. Позицией внешнего фермиона Майораны можно управлять с помощью магнитного поля.

Введение

Изучение фермионов Майораны (ФМ) в физике конденсированного состояния привлекает достаточно большое внимание. Это связано с возможностью проведения топологических квантовых вычислений с помощью ФМ [1]. Брейдинг является необходимой операцией для такого рода вычислений, которую можно реализовать управляя парными взаимодействиями между ФМ [2]. ФМ могут появляться только парами, так как только суперпозиция двух ФМ имеет физический смысл. Считается, что ФМ возможно локализовать на границе между двумя фазами с разными топологическими индексами, например, в двумерном топологическом изоляторе один фермион Майораны появляется в вихре, в то время как второй локализуется на краю между двумя материалами с разными топологическими индексами (или на бесконечности, если система бесконечна) [3]. Мы покажем, что фермион Майораны возможно локализовать в объеме образца, а не на его границе.

Мы рассматриваем бесконечный двумерный топологический изолятор в перпендикулярном магнитном поле B . Сперва мы обсуждаем общую связь между симметрией электрон-дырочного сопряжения и ФМ. В рассматриваемом случае первый ФМ локализуется в коре вихря, в то время как второй локализуется на расстоянии обратно пропорциональном магнитному полю $r \sim 1/B$. Затем мы рассматриваем эффекты расщепления между ФМ. Сначала обсуждается система с одним вихрем. В этом случае расщепление по энергии между ФМ экспоненциально мало при малых магнитных полях. Однако при больших полях данное расщепле-

ние возможно обнаружить экспериментально. В случае двух вихрей взаимодействие между ФМ в одном из вихрей и внешним ФМ в другом вихре не ведет к расщеплению по энергии, в то время как взаимодействие между двумя внешними ФМ ведет к расщеплению. Это открывает новую возможность для проведения операций топологических квантовых вычислений с использованием топологических изоляторов.

Электрон-дырочное сопряжение

Начнем рассмотрение со случая бесспинового гамильтониана сверхпроводника. В общем случае волновая функция ФМ должна удовлетворять условию $\Xi\psi = \psi$, $\Xi = \tau_x K$. Здесь Ξ – оператор электрон-дырочного сопряжения, τ – матрица Паули в электрон-дырочном пространстве, K – оператор комплексного сопряжения. Из условия на ФМ получаем, что волновая функция ФМ имеет вид

$$\psi = C \begin{pmatrix} e^{i\Gamma} \\ e^{-i\Gamma} \end{pmatrix}^T,$$

где C и Γ – действительные скаляры. Интересно, что спинор $i\tau_z \psi$ также является майорановским и вместе с первым ФМ составляют базис в пространстве всех майорановских спиноров.

Наиболее общий вид бесспинового эрмитова гамильтониана:

$$H = a\tau_0 + b\tau_z + \Delta\tau_x \exp(-i\Gamma\tau_z),$$

где a, b, Δ, Γ являются эрмитовыми. Данный гамильтониан обладает следующей симметрией $H(\Delta)i\tau_z = i\tau_z H(-\Delta)$. Поэтому, если $\psi_1 = g(\Delta)$ – первое майорановское решение, то второй ФМ имеет вид $\psi_2 = C i\tau_z(-\Delta)$, где C – действительная нормировоч-

ная константа. Обычно, если один ФМ локализован на одной границе $g(\Delta) \sim e^{-r\Delta}$, то второй ФМ локализован на другой границе $g(-\Delta) \sim e^{r\Delta}$. Например, в одномерном p-wave сверхпроводнике два ФМ локализованы возле концов [3]. В случае двумерного островка один ФМ локализуется в коре вихря, второй располагается на краю островка [3]. Однако возможно локализовать второй ФМ и в бесконечной системе при приложении магнитного поля. Магнитное поле создает квадратичный потенциал, в котором локализуются состояния. Данный процесс известен как квантование Ландау. В следующем параграфе мы проверим наши предположения непосредственным решением уравнений Боголюбова-де Жена с магнитным полем.

Топологический изолятор – сверхпроводник

Гамильтониан системы топологический изолятор – сверхпроводник записывается как

$$H = v(\sigma \cdot \mathbf{p})\tau_z - (\sigma \cdot \mathbf{A})\tau_x + \Delta \tau_x \exp(-i\theta\tau_z).$$

Здесь σ и τ – матрицы Паули в спиновом и зарядовом пространствах, $\mathbf{A}=(-Bx, By, 0)$ это вектор-потенциал магнитного поля, Δ – сверхпроводящий параметр порядка, θ – фаза параметра порядка, v –

скорость Ферми поверхностных состояний. Решая уравнение на состояния с нулевой энергией $H\psi=0$, мы получаем одно решение, локализованное возле вихря:

$$\psi_1 = iB_1 e^{-r\Delta - Br^2/4} (1, 0, 0, i)$$

и второе решение, локализованное вдали от вихря на расстоянии $r \sim 2l_b^2 \Delta / v$, где l_b это магнитная длина

$$\psi_2 = B_2 e^{r\Delta - Br^2/4} (1, 0, 0, -1)$$

Здесь B_1 и B_2 это действительные нормировочные коэффициенты. Как видно, при уменьшении магнитного поля второй ФМ локализуется вдали от вихря и при нулевом магнитном поле становится делокализованным.

Литература

1. C. Nayak, S. H. Simon, A. Stern, M. Freedman, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys., V. 80, 1083 (2008).
2. M. Burrello, B. van Heck, and A. R. Akhmerov // Phys. Rev. A, V. 87, 022343 (2013).
3. J. Alicea // Rep. Prog. Phys., V. 75, 076501 (2012).

Туннельные сверхпроводниковые переходы для криогенной системы мультиплексирования

А.А. Артанов^{1,2,*}, К.В. Калашников^{1,2}, Л.В. Филиппенко¹, Г.деЛанге³, В.П. Кошелец^{1,§}

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва.

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

³ SRON Netherlands Institute for Space Research, Гронинген, Нидерланды.

*artanov@hitech.cplire.ru, §valery@hitech.cplire.ru

Исследовалась возможность использования туннельных переходов сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (СИС) в системе мультиплексирования для смещения массивов детекторов на краю сверхпроводящего перехода и считывания принимаемого сигнала. Была экспериментально исследована работа СИС-преобразователя частоты при относительно низких рабочих частотах (менее 10 ГГц), исследованы различные режимы работы, потери преобразования в квазичастичном режиме составили 8 дБ, мощность насыщения по выходу составляет -58 дБм, показана возможность повышения одновременно нескольких частот входного сигнала. Также была продемонстрирована возможность использования СИС-перехода в режиме источника тока, управляемого внешним высокочастотным сигналом.

Болометры на краю сверхпроводящего перехода (англ. transition edge sensor, TES) зарекомендовали себя как надёжные и чувствительные детекторы мощности электромагнитного излучения, способные регистрировать излучение в диапазоне от терагерцевого до рентгеновского [1]. Сигнал с TES-болометров считывают при помощи СКВИД-усилителей (англ. Superconducting QUantum Interference Device, SQUID). Система с частотным разделением каналов позволила считывать сигнал с нескольких болометров при помощи одного СКВИДа, значительно уменьшив приток тепла в криостат за счёт сокращения количества проводов. Ранее в Нидерландском институте космических исследований (SRON) было предложено добавить дополнительный уровень мультиплексирования [2], используя туннельные структуры «сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник» (СИС) в качестве источников тока и преобразователей частоты, что позволит ещё больше сократить количество проводов. Целью данной работы является исследование возможности использования СИС-переходов в режиме источника тока и преобразователя при относительно низких (<10 ГГц) частотах, которые будут применяться в системе.

Источник тока на СИС-переходе

Внешний ВЧ-сигнал влияет на ВАХ СИС-перехода таким образом, что если задать напряжение на переходе, близкое к щелевому, то изменяя мощность ВЧ-сигнала можно управлять током через переход.

Это позволяет использовать СИС-переход как регулируемый источник тока, управляемый мощностью внешнего сигнала. Такое применение СИС-переход может найти в системе мультиплексированного смещения СКВИД-усилителей постоянным током, а также в составе многопиксельных СКВИД-систем для неразрушающего контроля материалов.

При проведении эксперимента использовались два туннельных перехода Nb-AlO_x-Nb, щелевое напряжение 2,8 мВ, сопротивление в нормальном состоянии R_n=3 Ом, площадь S=1 мкм. Перед каждым переходом расположен фильтр (1,4 ГГц и 3,23 ГГц). Через один коаксиальный кабель мы можем подавать сигнал на вход фильтров. На обоих переходах задаётся напряжение, близкое к щелевому, — 2,58 мВ. Подавая на вход системы ВЧ-сигналы с частотой, соответствующей фильтрам, мы можем управлять током через один из переходов; при этом ток через другой переход остаётся неизменным (рис. 1). Увеличение количества управляемых СИС-устройств или приложение нескольких высокочастотных сигналов одновременно не должно сказаться на результатах эксперимента.

СИС-преобразователь частоты

Для выполнения эксперимента был изготовлен измерительный зонд, который позволяет проводить измерения при гелиевой температуре непосредственно в транспортном сосуде Дьюара. Он представляет собой металлическую трубку, на нижний

конец которой прикрепляется экранированная головка с образцом, погружаемым в жидкий гелий. Внутри трубки помещаются кабели для смещения СИС и коаксиальный кабель для подачи ВЧ-сигнала на образец СИС.

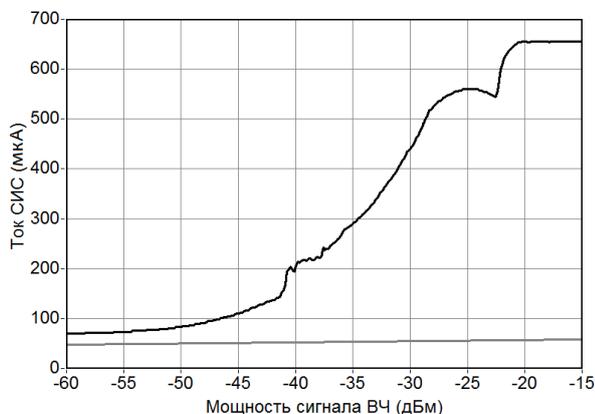


Рис. 1. Зависимость тока через переходы (чёрная и серая линии) от мощности внешнего высокочастотного сигнала с частотой 1,4 ГГц

Отражённый от смесителя сигнал ПЧ при помощи направленного ответвителя поступает на узкополосный ЖИГ-фильтр, усилители и анализатор спектра. При измерениях использовался образец Nb-AlN-NbN со следующими параметрами: $V_g = 3,7$ мВ, $R_n S = 43$ Ом/мкм², $R_n = 21,4$ Ом, $R_j/R_n = 14$, $S = 2$ мкм².

Было проведено исследование зависимости потерь преобразования от напряжения на СИС и мощности гетеродинного сигнала в режимах с подавлением критического тока внешним магнитным полем – квазичастичный режим и без подавления – джозефсоновский режим (рис. 2). На вход смесителя подавались исследуемый сигнал частоты 223 МГц и гетеродинный сигнал частоты 5 ГГц. На выходе системы мы получали сигнал промежуточной частоты 5,223 ГГц.

Потери преобразования в квазичастичном режиме составили от 9 дБ, а мощность насыщения по выходу до -58 дБм.

Полученные в ходе работы данные позволяют подтвердить работоспособность предложенного способа и приступить к разработке реальных прототипов криогенной системы мультиплексирования.

Исследование источника тока на СИС-переходе для СКВИД-систем выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-00206).

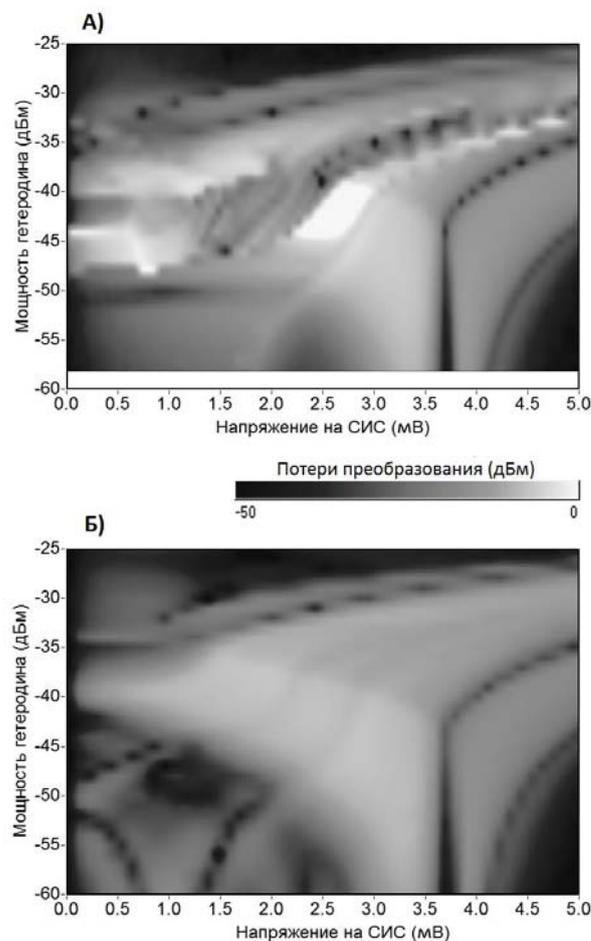


Рис. 2. Экспериментально измеренные зависимости потерь преобразования от мощности сигнала гетеродина и напряжения на СИС, А – без подавления критического тока, Б – с подавлением

Литература

1. K.D. Irwin and G.C. Hilton. Transition-edge sensors // Cryogenic Particle Detection, ed. C. Enss, Springer, Germany, 2005.
2. G. de Lange. Feasibility of a frequency-multiplexed TES read-out using superconducting tunnel junctions // Journal of Low Temperature Physics, special issue LTD 15 (2014).
3. К.В. Калашников, А.В. Худченко, А.М. Барышев, В.П. Кошелец. Гармонический смеситель на туннельном переходе сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник // Радиотехника и электроника, т. 56, № 6, стр. 751-759 (2011).

Нуклеация доменов в тонкой сверхпроводящей пленке, входящей в состав слабой связи джозефсоновской 0- π -гетероструктуры

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

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

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

3 МФТИ ГУ, 141700, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9.

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

§r4zz@mail.ru

В рамках квазиклассического подхода мы теоретически исследовали токовые свойства джозефсоновской S-F/N-s-I-S-структуры. Структура состоит из двух сверхпроводящих электродов (S) и области слабой связи, включающей туннельный слой (I) и металлическую (N / F) прослойку из продольно ориентированных нормального и ферромагнитного слоев. Мы продемонстрировали нарушение пространственной однородности параметра порядка в центральном s-слое, приводящее к разделению слоя на домены с разностью фаз π . Этот эффект чувствителен к толщине s-слоя, а также к поперечным размерам F и N пленок. Предсказано существование режима работы, при котором структура может находиться как в однородном, так и доменном состоянии. Предложен способ записать произвольное состояние системы с помощью джозефсоновских токов, инжектируемых в систему, а также неразрушающим образом считать его.

Введение

Джозефсоновские контакты, содержащие ферромагнитные F-слои внутри области слабой связи, представляют немалый интерес [1-3] в связи с возможностью их использования в качестве управляющих элементов в ячейках сверхпроводниковой памяти [4-5]. Однако вопрос поиска оптимального логического базиса для такой структуры в настоящее время все еще актуален. Элемент памяти может функционировать за счет переключения системы между 0- и π -состоянием, изменения критического тока при смене направления взаимной намагниченности ферромагнитных слоев или управления эффективной критической температурой сверхпроводящих слоев за счет обратного эффекта близости. В данной работе предложен иной механизм организации элемента памяти, не требующий перемагничивания ферромагнитного слоя.

Домены сверхпроводящей фазы

Мы теоретически изучили свойства S-F/N-s-I-S туннельных структур в рамках квазиклассических уравнений Узаделя. Структура состоит из двух сверхпроводящих электродов (S) и области слабой связи, включающей туннельный слой (I) и метал-

лическую (N / F) прослойку из продольно ориентированных нормального и ферромагнитного слоев. Также внутри области слабой связи присутствует тонкая сверхпроводящая s-прослойка. Толщина F-слоя выбрана так, что соответствующий SFs-контакт находится в π -состоянии. Предполагается, что все материалы грязные, а полный размер структуры гораздо меньше джозефсоновской глубины проникновения.

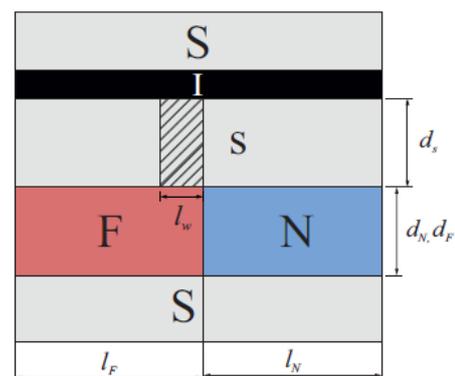


Рис. 1. Эскиз S-F/N-s-I-S-структуры. Область возможного разрушения сверхпроводимости и формирования доменной стенки обозначена штриховкой

Свойства этой системы определяются наличием внутри области слабой связи двух конкурирующих

каналов: ферромагнитного и нормального. В данном случае от соотношения их критических токов зависит значение фазы параметра порядка, устанавливающейся в s -слое. Обычно она может принимать значения 0 и π . Однако в случае достаточно тонкой s -пленки возможна и другая ситуация – сверхпроводимость в пограничной области s -слоя может разрушиться, что разделит его на две части, фаза каждой из которых может принимать энергетически выгодное значение.

Проведенное численное моделирование подтверждает эту модель. Для достаточно больших толщин центрального s -слоя ($d_s = 4$ и $d_s = 5$) s -слой во всем своем объеме имеет постоянную фазу, в то время как при меньших толщинах ($d_s = 3$ и $d_s = 3.5$) он разделяется на домены сверхпроводящей фазы. Более того, показано, что в области критических толщин формируется двуконтный потенциал, и оба состояния (разделенное на домены и нет) могут сосуществовать при одних и тех же параметрах структуры.

Элемент памяти: запись и считывание

Таким образом, данная структура с толщиной сверхпроводящей s -прослойки в окрестности критической может быть использована в качестве управляющего элемента ячейки памяти. Чтобы продемонстрировать это, мы предлагаем способ, как записать систему в произвольное состояние, а также считать его неразрушающим образом.

Для записи необходимо инжектировать сверхток между s -пленкой и соединяющим ее с нормально-ферромагнитной частью S -электродом. Распределение плотности тока по структуре будет серьезным образом отличаться для системы в доменном и однородном по фазе состоянии. Это во многом связано с тем, что токи через N и F слои будут протекать в противоположном направлении. При инжекции тока в 0 -домен s -пленки состояние с постоянной фазой s -слоя оказывается более выгодным, в то время как в случае инжекции тока в π -домен наиболее выгодным оказывается состояние со сформированными доменами. Таким образом, при достижении критического тока система перейдет в наиболее энергетически выгодное состояние, в ко-

тором и останется после выключения инжектируемого тока.

Неразрушающее считывание может быть реализовано инжекцией тока между двумя основными S -электродами. В этом случае область слабой связи локализована на туннельном барьере, который и определяет критический ток при считывании. В случае отсутствия доменов плотность тока через туннельный барьер распределена равномерно. В случае существования доменов сверхпроводящей фазы ток через разные части туннельного барьера течет в разные стороны (это происходит из-за разницы фаз π между разными доменами s -электрода), что приводит к уменьшению полного критического тока. Более того, поскольку критический ток туннельного барьера гораздо меньше, чем у нормально-ферромагнитной части, то система защищена от переключения внутренней части в процессе считывания.

Важным преимуществом такого подхода к организации памяти является то, что он не требует перемагничивания ферромагнитного слоя при проведении операции записи. Таким образом, для системы не требуется приложение внешних полей или инжекция сильного спин-поляризованного тока. Все процессы управляются джозефсоновскими токами, а переключение происходит на характерных временах, определяемых характеристиками сверхпроводящего материала.

Работа проводилась при поддержке гранта Президента РФ № МК-5813.2016.2, РФФИ 15-32-20362-мол_а_вед, а также Министерства образования и науки – грант No. 14Y.26.31.0007.

Литература

1. Blamire *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter, V. 26, 453201 (2014).
2. Eschrig // Reports on Progress in Physics, V. 78, 104501 (2015).
3. Linder *et al.* // Nature Physics, V. 11, 307 (2015).
4. Bell *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 84, 1153 (2004).
5. Niedzielski *et al.* // IEEE Trans. Appl. Supercond., V. 24, 1800307 (2014).

Примесные состояния в сверхпроводниках с неоднородностями потенциала спаривания

А.А. Беспалов^{1,*}, М. Houzet¹, J.S. Meyer¹, Y.V. Nazarov²

¹ Univ. Grenoble Alpes, INAC-SPSMS, F-38000 Grenoble, France; CEA, INAC-SPSMS, F-38000 Grenoble, France.

² Kavli Institute of Nanoscience, Delft University of Technology, Lorentzweg 1, NL-2628 CJ, Delft, The Netherlands.

*bespalovaa@gmail.com

Мы исследуем плотность состояний в сверхпроводнике s-типа с малой анизотропией щели, содержащем как обычные потенциальные примеси, так и примеси, искажающие локально сверхпроводящий параметр порядка. Показано, что в случае полностью изотропной сверхпроводящей щели примесь с подавленным параметром порядка индуцирует бесконечное число связанных андреевских состояний. По мере увеличения концентрации примесей, подавляющих щель, андреевские состояния образуют примесные зоны, которые затем сливаются с краем щели. При достаточно больших концентрациях примесей наблюдается сильно сглаженный пик плотности состояний вместо корневой особенности. В случае когда сверхпроводящая щель обладает небольшой анизотропией, примесные состояния возникают при выполнении специальных условий.

Введение

Термодинамические и транспортные свойства неупорядоченных сверхпроводников зависят от типа беспорядка, а также от симметрии сверхпроводящей щели. В настоящее время влияние магнитных и обычных немагнитных примесей на характеристики сверхпроводников s-типа довольно хорошо изучено. Беспорядок в сверхпроводниках может быть связан также с неоднородностями потенциала спаривания. Подобные неоднородности возникают, к примеру, в сверхпроводящих сплавах [1] или вблизи изолированных примесей [2]. Ранее было показано, что точечная немагнитная примесь в изотропном сверхпроводнике, подавляющая параметр порядка, локализует андреевское состояние [3]. В настоящей работе исследуется плотность состояний в сверхпроводнике s-типа с подобными примесями с использованием более реалистичной модели: в частности, учитывается конечный размер примеси, а также небольшая анизотропия сверхпроводящей щели.

Модель и метод расчёта

Мы рассматриваем неоднородный сверхпроводник со сферической поверхностью Ферми и слабой анизотропией потенциала спаривания. В случае когда сверхпроводник содержит множество идентичных примесей с координатами \mathbf{R}_i , параметр порядка и электрический потенциал в Фурье-пространстве даются формулами.

$$\Delta(\mathbf{Q}, \mathbf{q}) = (2\pi)^3 \Delta_0(\mathbf{Q})\delta(\mathbf{q}) + \Delta_1(\mathbf{q}) \sum_i e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}_i}, \quad (1)$$

$$V(\mathbf{q}) = U(\mathbf{q}) \sum_i e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}_i}. \quad (2)$$

Здесь $\Delta_0(\mathbf{Q})$ – сверхпроводящая щель вдали от примесей, а $\Delta_1(\mathbf{q})$ и $V(\mathbf{q})$ – параметр порядка и электрический потенциал, индуцированные одной примесью. С целью определить плотность состояний в сверхпроводнике, мы рассчитываем квазиклассические запаздывающие гриновские функции сверхпроводника. Усреднение по примесям производится в приближении T-матрицы [4]. Замкнутую систему уравнений на гриновские функции удаётся получить в предположении, что характерный масштаб L , на котором спадает функция $\Delta_1(\mathbf{r})$, много меньше длины когерентности в чистом пределе ξ_S . Подобная ситуация имеет место, если $k_F \xi_S \gg 1$, где k_F – волновое число Ферми [2].

Результаты

В случае сферически-симметричных примесей и изотропной щели [$\Delta_0(\mathbf{Q}) = \text{const} > 0$] нормальная функция Грина g_1 удовлетворяет уравнению

$$(E - \Delta_0)g_1 - \frac{\Delta_0}{2g_1} + \frac{c_{\text{imp}}}{\pi v_0} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(2l+1)f_{2l}}{1 - 2if_{2l}g_1} g_1 = 0, \quad (3)$$

где E – энергия, c_{imp} – концентрация примесей, v_0 – плотность состояний на уровне Ферми для одного направления спина в нормальном состоянии, а f_{2l} – амплитуда андреевского рассеяния электрона с ор-

битальным моментом l на одиночной примеси. Отметим, что в присутствии магнитных примесей с параллельными спинами функция Грина удовлетворяет уравнению, аналогичному уравнению (3). При $l \leq k_F L$ характерные значения коэффициентов f_{2l} порядка $\Delta_1 L / \Delta_0 \xi_S$. Каждому положительному коэффициенту f_{2l} соответствует связанное примесное состояние с энергией $E_l = 2f_{2l}^2 \Delta_0$, отсчитанной от Δ_0 (данные андреевские состояния являются аналогами состояний Шибы, наблюдаемых в присутствии магнитных примесей [4]). Если примесь строго подавляет параметр порядка [$\Delta_1(\mathbf{r}) < 0$], на ней может локализоваться связанное состояние со сколь угодно большим моментом l . При конечной концентрации примесей андреевские состояния гибридизуются и образуют примесные зоны, ширины которых пропорциональны $c_{\text{imp}}^{1/2}$. При достаточно большой концентрации примесей, в так называемом универсальном пределе [5], наблюдается сильно сглаженный пик плотности состояний вместо корневой особенности. Ширина пика характеризуется эффективным временем распаривания τ_{dep} [5], которое даётся формулой $\tau_{\text{dep}}^{-1} = 2c_{\text{imp}} f_{20}^2 / (\hbar \pi \nu_0)$ в приближении изотропного рассеяния — $f_{2l} = 0$ при $l \neq 0$. Графики зависимостей плотности состояний ν от энергии в данном приближении представлены на рис. 1. Отметим, что в случае изотропной щели обычные потенциальные примеси с $\Delta_1 = 0$ никак не влияют на плотность состояний.

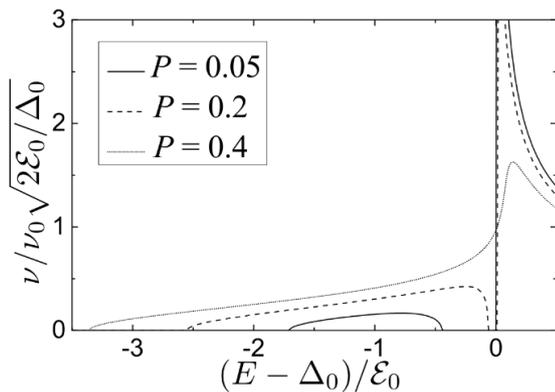


Рис. 1. Плотность состояний $\nu(E)$ в изотропном сверхпроводнике в присутствии примесей, подавляющих параметр порядка. $P = c_{\text{imp}} / (2f_{20} \Delta_0 \pi \nu_0)$ — безразмерная концентрация примесей

Мы произвели расчёт плотности состояний также в рамках более реалистичной модели, учитывающей малую анизотропию параметра порядка: $\Delta_0(\mathbf{Q}) = \langle \Delta_0 \rangle + \Delta'(\mathbf{Q})$, где $|\Delta'(\mathbf{Q})| \ll \langle \Delta_0 \rangle$, а угловые

скобки обозначают усреднение по поверхности Ферми. В присутствии анизотропии обычные примеси приводят к заострению пика плотности состояний [6]: в универсальном пределе $\tau_{\text{dep}}^{-1} = 2\langle \Delta'^2 \rangle \tau / \hbar^2$, где τ — время свободного пробега. В данном пределе примесь с локальным Δ способна локализовать андреевское состояние только при условии $f_{20}^3 > \hbar / (\langle \Delta_0 \rangle \tau_{\text{dep}})$. Характерные профили плотности состояний для этого случая представлены на рис. 2а.

Вне универсального предела плотность состояний зависит от конкретного вида анизотропной добавки $\Delta'(\mathbf{Q})$. Мы проанализировали ситуацию, когда значения $\Delta'(\mathbf{Q})$ равномерно распределены на интервале $[-\Delta_a, \Delta_a]$. При такой анизотропии связанное состояние на примеси с локальным Δ образуется при условии $f_{20}^2 > \Delta_a / (4\langle \Delta_0 \rangle)$, и его энергия, отсчитанная от $\langle \Delta_0 \rangle$, равна $E = 2f_{20}^2 \langle \Delta_0 \rangle + \Delta_a^2 / (8f_{20}^2 \langle \Delta_0 \rangle)$. Профили плотности состояний в присутствии примесей для данной анизотропии представлены на рис. 2б.

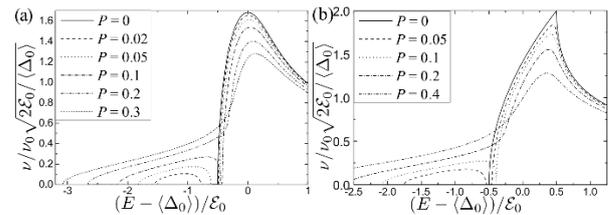


Рис. 2. Плотность состояний в анизотропном сверхпроводнике: (а) с обычными примесями и примесями с локальным Δ ; (б) в присутствии только примесей с локальным Δ

Работа выполнена при поддержке ANR (гранты ANR-11-JS04-003-01 и ANR-12-BS04-0016-03) и Fondation Nanosciences.

Литература

1. А. И. Ларкин и Ю. И. Овчинников // ЖЭТФ, т. 61, 2147 (1971).
2. М. Е. Flatté and J. М. Byers // Physical Review B, V. 56, 11213 (1997).
3. А. Weinkauff and J. Zittartz // Z. Phys. B Condens. Matter, V. 21, 135 (1975).
4. Н. Shiba // Prog. Theor. Phys., V. 40, 435 (1968).
5. М. А. Skvortsov and М. V. Feigel'man // Zh. Eksp. Teor. Fiz., т. 144, 560 (2013).
6. J. R. Clem // Physical Review, V. 148, 392 (1966).

Пиннинг вихрей в киральных сверхпроводниках

В.Л. Вадимов¹, А.С. Мельников^{1,2}

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

² Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

В данной работе предлагается способ обнаружения поверхностных токов в Sr_2RuO_4 , основанный на измерении транспортных свойств вихревого состояния в перфорированных образцах. Показано, что пиннинг вихря на дефекте в киральном сверхпроводнике эквивалентен пиннингу вихря в обычном сверхпроводнике на магнитном дефекте. В силу этой аналогии, поверхностные токи должны проявлять себя в асимметрии зависимости критического тока от магнитного поля, прикладываемого к образцу.

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. Сверхпроводники такого типа 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, которые, однако, не были найдены экспериментально [4,5].

В данной работе мы предлагаем способ экспериментального обнаружения поверхностных токов, основанный на измерении транспортных свойств перфорированного образца в вихревом состоянии. Облучая образец ионами, можно создавать массивы колумнарных дефектов [6]. Вокруг дефектов в киральном сверхпроводнике появляется ток, который дает дополнительный вклад во взаимодействие вихрей с дефектами. Величина этого вклада определяется взаимной ориентацией внешнего магнитного поля и собственной киральности об-

разца. Характер взаимодействия определяет критический ток, таким образом, величина критического тока должна меняться при смене знака магнитного поля.

Модель

Поскольку куперовские пары в киральном домене обладают орбитальным моментом, равным 1, можно ввести плотность орбитального момента как $l_z = \hbar N/2$, где N — плотность спаренных электронов. Умножая плотность орбитального момента на гиромагнитное соотношение, можно ввести эффективную намагниченность образца. Данная намагниченность может быть выражена через квант потока Φ_0 и глубину проникновения магнитного поля λ :

$$M_z = \frac{\Phi_0}{16\pi^2 \lambda^2}.$$

Поскольку внутри дефекта сверхпроводимость подавлена, эффективная намагниченность равна нулю, таким образом вблизи границы дефекта на масштабе длины когерентности ξ происходит скачок намагниченности. Этот скачок непосредственно связан с краевым током, текущим по поверхности дефекта. Таким образом, дефект в киральном сверхпроводнике р-типа формально эквивалентен магнитному дефекту в обычном сверхпроводнике. Пиннинг вихрей на массивах магнитных частиц исследовался как теоретически [7,8], так и экспериментально [9,10]. Рассматривая цилиндрические колумнарные дефекты, можно показать, что в пределе слабой экранировки потенциал пиннинга имеет вид

$$u(r) = \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2 \lambda_e^2} \ln \left(1 - \frac{R^2}{r^2} \right) - \frac{R^2 M_z \Phi_0}{2\lambda^2} \ln \frac{r}{\lambda}$$

для объемного образца и

$$U(r) = \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2 \lambda_e^2} \ln \left(1 - \frac{R^2}{r^2} \right) - \frac{dR^2 M_z \Phi_0}{4\lambda_e r}$$

для тонкой пленки. Здесь r — расстояние между вихрем и дефектом, R — радиус дефекта, d — толщина пленки, $\lambda_e = \lambda^2/d$ — эффективная длина экранировки в тонкой пленке.

Потенциал пиннинга зависит от взаимной ориентации эффективной намагниченности и внешнего магнитного поля, поэтому от нее должен зависеть и критический ток. Следовательно, асимметрия зависимости критического тока от магнитного поля может служить критерием существования поверхностных токов вокруг дефектов.

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. . . . r . . . , . . . , . . . r d . . . Moler // *Phys. Rev. B*, V. 72, 012504 (2005).
5. 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).
6. L. Civale, A. D. Marwick, T. K. Worthington, M. A. Kirk, J. R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y. Sun, J. R. Clem, and F. Holtzberg // *Phys. Rev. Lett.*, V. 67, 648 (1991).
7. M. A. Kayali // *Phys. Rev. B*, V. 71, 024515 (2005).
8. Q. H. Chen, D. Q. Shi, W. X. Li, B. Y. Zhu, V. V. Moshchalkov and S. X. Dou // *Supercond. Sci. Technol.*, V. 27, 065004 (2014).
9. J. I. Martin, M. Velez, J. Nogues, I. K. Schuller // *Phys. Rev. Lett.*, V. 79, 1929 (1997).
10. D. J. Morgan, J. B. Ketterson // *Phys. Rev. Lett.*, V. 80, 3614 (1998).

Фермионы Майораны и возможности их реализации в конденсированных средах

В.В. Вальков*, С.В. Аксенов, А.О. Злотников, А.Д. Федосеев, М.С. Шустин

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

*vzv@iph.krasn.ru

Обсуждены симметричные свойства уравнения Дирака и его решений. Рассмотрено унитарное преобразование, позволяющее в отсутствие электромагнитного поля записать уравнение Дирака в действительной форме. Возникающее при этом решение описывает фермион Майораны – нейтральную частицу, совпадающую со своей античастицей. На примере модели Китаева обсуждены принципиальные вопросы формирования майорановских фермионов в конденсированных средах. Рассмотрено влияние неколлинеарного магнитного упорядочения на формирование майорановской моды в бесщелевом сверхпроводнике с киральным параметром порядка на треугольной решетке, свернутой в цилиндр. Исследованы условия существования поверхностных состояний и майорановских мод в решетке типа пчелиных сот. Проанализировано влияние краевых состояний и майорановской моды на вольт-амперную характеристику туннельной структуры, в которой в качестве устройства выступает нанопроволока со спин-орбитальным взаимодействием.

Введение

Вскоре после того, как Дирак получил свое знаменитое уравнение, Этторе Майорана заметил, что это уравнение может быть представлено в виде, допускающем действительные решения [1]. Они описывают фермионы с нулевым зарядом и отличным от нуля спиновым моментом – фермионы Майораны. Их поиск в физике высоких энергий до настоящего времени к успеху не привел. В последние годы интерес к майорановской проблематике значительно возрос, поскольку были сделаны предсказания о возможности наблюдения в конденсированных средах возбуждений, по своим свойствам совпадающих с майорановскими фермионами.

В работе обсуждены принципиальные вопросы физики фермионов Майораны. Рассмотрены симметричные свойства уравнения Дирака и его решений. Показано, что без электромагнитного поля уравнение Дирака может быть представлено в действительной форме (решение Майораны), а получающаяся волновая функция описывает фермион Майораны [1] – фермиевскую частицу, которая совпадает со своей античастицей.

На примере модели Китаева [2], описывающей в приближении сильной связи систему бесспиновых фермионов, находящихся в цепочке с открытыми границами, проанализированы условия возникновения майорановской моды. Рассмотрены топологические характеристики основного состояния системы, и изучена их зависимость от параметров модели. На основе решения системы уравнений

Боголюбова–де Жена показано, что для разомкнутой конечной цепочки в пространстве параметров модели имеются особая точка и линии параметров, для которых происходит формирование элементарного возбуждения с нулевой энергией, представляющего собой связанное состояние двух фермионов Майораны, один из которых локализован в начале цепочки, а другой – в конце.

Ранее в работе [3] отмечалось, что спаривательное взаимодействие d+id-типа симметрии между носителями тока, находящимися на расстояниях, соответствующих второй координационной сфере треугольной решетки, приводит к формированию nodal points, расположенных внутри зоны Бриллюэна, в которых сверхпроводящая щель обращается в нуль. Это объясняло существование бесщелевой сверхпроводимости с киральным параметром порядка в кобальтатах натрия $\text{Na}_x\text{CoO}_2 \cdot y\text{H}_2\text{O}$, в которых проводящие слои имеют треугольную решетку. В результате устранялось противоречие, когда, с одной стороны, считалось, что d+id-симметрия сверхпроводящей фазы со спаривательным взаимодействием в первой координационной сфере (приводящим к щелевой сверхпроводимости) наиболее выгодна, с другой стороны, эксперименты указывали на наличие нулей сверхпроводящего параметра порядка. Это послужило основой для нахождения майорановской моды [4] в системе электронов со спаривательным взаимодействием на треугольной решетке, свернутой в цилиндр, при наличии неколлинеарного магнитного упорядочения. Нами в рамках $t\text{-}J_1\text{-}J_2\text{-}V$ -модели для треуголь-

ной решетки было показано [5], что учет обменного взаимодействия в пределах двух координационных сфер приводит к индуцированию новой системы нодалных точек. При этом кулоновские корреляции способствуют тому, что при изменении концентрации носителей тока контур Ферми будет пересекать новую систему нодалных точек, инициируя топологический фазовый переход.

Нами проведен самосогласованный расчет для определения области параметров, когда наиболее выгодным становится состояние, характеризующееся сосуществованием киральной сверхпроводимости и неколлинеарного магнитного порядка на треугольной решетке. В такой системе при нахождении условий реализации майорановских мод учитывалось также и спин-орбитальное взаимодействие.

Исследованы условия существования поверхностных состояний и майорановских мод в решетке типа пчелиных сот, свернутой в цилиндр. Изучена структура возникающих поверхностных состояний и устойчивость дираковских конусов.

Результаты и обсуждение

Для модели Китаева показано, что в бесконечной цепочке связанные майорановские моды могут формироваться не только в точках, но и в непрерывных областях пространства параметров модели. Продемонстрировано, что о параметрической области реализации майорановских фермионов в бесконечной открытой цепочке можно судить исходя из свойств модели с периодическими граничными условиями. Изучены особенности распределения фермионов по цепочке при формировании майорановских мод.

Показано, что учет сверхпроводящего спаривания в треугольной решетке с открытыми граничными условиями вдоль одного направления приводит к возникновению краевых состояний. При учете неколлинеарного магнитного порядка, когда направление среднего спинового момента поворачивается на угол 120° вдоль одного из базисных векторов элементарной ячейки, а вдоль другого остается постоянным, реализуются поверхностные майорановские моды с нулевой энергией. Показано, что формирование майорановских мод в незамкнутой решетке возможно при тех параметрах, когда контур Ферми для замкнутой решетки пересекает нодал-

ные точки кирального параметра порядка. При этом реализация краевых состояний с нулевой энергией возможна в более широкой области параметров. На основе самосогласованных расчетов определены условия сосуществования сверхпроводимости и неколлинеарного магнетизма, когда реализуется майорановская мода.

Изучены условия возникновения краевых состояний в системе двумерных фермионов на решетке типа пчелиных сот для трех случаев формирования границы: 1) граница ориентирована параллельно вектору трансляции с обрывом одной связи; 2) граница формируется, как и в первом случае, но с обрывом двух связей; 3) граница ориентирована перпендикулярно вектору трансляции. Показано, что в первых двух случаях краевые состояния локализованы на подрешетке, у которой узлы расположены на поверхности. В третьем случае обе подрешетки эквивалентны и краевые состояния не возникают.

Проанализировано влияние майорановской моды на вольт-амперную характеристику туннельной структуры, в которой в качестве устройства выступает нанопроволока конечной длины со спин-орбитальным взаимодействием. Рассмотрены случаи, когда проволока ориентирована перпендикулярно направлению туннельного тока и параллельно ему [6]. Обсуждены особенности вольт-амперной характеристики, обусловленные наличием моды с нулевой энергией. Эта мода соответствует связанным фермионам Майораны, расположенным на противоположных концах проволоки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 16-02-00073.

Литература

1. E. Majorana // Nuovo Cimento, V. 14, 171 (1937).
2. A.Y. Kitaev // Phys. Usp., V. 44, 131 (2001).
3. S. Zhou, Z. Wang // Phys. Rev. Lett., V. 100, 217002 (2008).
4. Y.-M. Lu, Z. Wang // Phys. Rev. Lett., V. 110, 096403 (2013).
5. В.В. Вальков, Т.А. Валькова, В.А. Мицкан // Письма в ЖЭТФ, Т. 102, 399 (2015).
6. Q. Chen, Y.-M. Zhang, H.Q. Xu, N. Xu // J. Low Temp. Phys., V. 182, 82 (2016).

Характеристики излучения многоэлементных джозефсоновских структур

М.А. Галин^{1,2*}, А.И. Елькина¹, В.В. Курин^{1,2}, А.М. Клушин^{1,2}

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

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

*galin@ipmras.ru

Экспериментально исследована мощность, излучаемая массивом высокотемпературных джозефсоновских контактов под разными углами к плоскости подложки. Целью измерений является проверка гипотезы о возбуждении в джозефсоновской структуре бегущей волны, направленной вдоль подложки.

Введение

Одним из ведущих направлений в области сверхпроводниковой электроники является разработка устройств с использованием многоэлементных джозефсоновских структур. Цепочки джозефсоновских переходов являются источниками непрерывного высокочастотного сигнала и при достижении когерентного режима излучения могут обеспечить мощность, достаточную для практических применений. Данный тип нелинейных генераторов характеризуется сильным рассогласованием со свободным пространством, что ограничивает регистрируемую мощность излучения несколькими нановаттами.

По результатам работы [1] было обнаружено, что массивы ниобиевых джозефсоновских контактов имеют асимметричную диаграмму направленности. Значительная часть мощности излучения была аккумулирована в крайнем боковом лепестке, что указывало на то, будто бы излучение от образца направлено преимущественно вдоль подложки. Предполагается, что синхронизация контактов в данном случае достигается за счёт реализации в джозефсоновской системе режима бегущей волны. Для изучения этой гипотезы необходимо провести более подробное исследование характеристик джозефсоновского излучения.

В данной работе исследована мощность, излучаемая массивом высокотемпературных джозефсоновских контактов под разными углами к плоскости подложки.

Схема измерений и результаты

В качестве исследуемого образца выбрана джозефсоновская структура, выращенная из высоко-

температурного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_7$ на бикристаллической границе окиси циркония, стабилизированного иттрием $Y-ZrO_2$. Чип с контактами разварен на держателе из стеклотекстолита, через который структура подключена к измерительной цепи (рис. 1а). Образец размещался в измерительном зонде напротив круглого рупора диаметром 13 мм (рис. 1б). Усилиями нашей группы сконструировано подвижное устройство, позволяющее менять извне ориентацию образца относительно оси рупора. Для регистрации излучения использовался гетеродинный приёмник, который крепился к волноводному выходу зонда. Частота гетеродина составляла около 70 ГГц, а предельный порог чувствительности приёмника оценивался 50 нВт. Всего к измерительной цепи было подключено 403 джозефсоновских контакта.

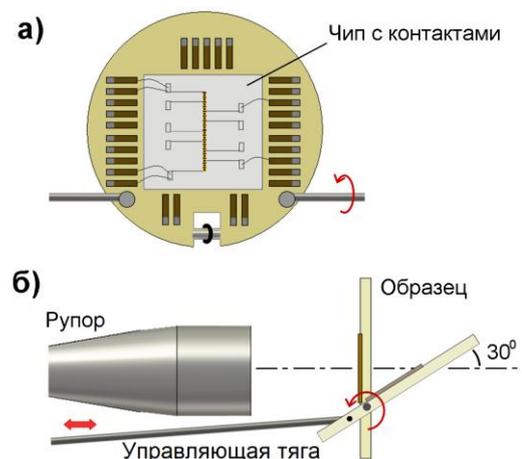


Рис. 1. Внешний вид микроволновой схемы с джозефсоновскими контактами (а) и схема размещения образца в измерительном зонде (б)

Измерена мощность излучения, генерируемая контактами, при расположении образца перпендикулярно оптической оси рупора и под углом 30° к

этой оси (рис. 1б). На рис. 2 представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ) структуры без облучения и при облучении образца множителем на частоте 71 ГГц (образец ориентирован нормально к рупору). В последнем случае на ВАХ имеются ступени тока размером порядка 200 мкА, что свидетельствует об эффективном взаимодействии контактов с внешним излучением (наклон ступеней связан с пробоем некоторого числа контактов). На этом же рисунке приведена регистрируемая приёмником мощность при различном положении контактов относительно апертуры рупора. Как видно из рис. 2, при ориентации образца под малым углом к оси рупора регистрируемый сигнал больше сигнала, который соответствует случаю нормальной ориентации образца. Мощность сигнала в первом случае оценивается 0.25 мкВт, а во втором – 0.15 мкВт. Из проведённых измерений следует, что значительная часть излучения данного типа джозефсоновской структуры распространяется под небольшим углом к поверхности образца.

Таким образом, гипотеза о возбуждении в джозефсоновской структуре бегущей волны находит подтверждение для массивов высокотемпературных джозефсоновских контактов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-32-00686. Авторы благодарят за частичную поддержку грант РФФИ № 15-02-05793, РФФИ № 15-42-02469, грант РНФ № 15-12-10020.

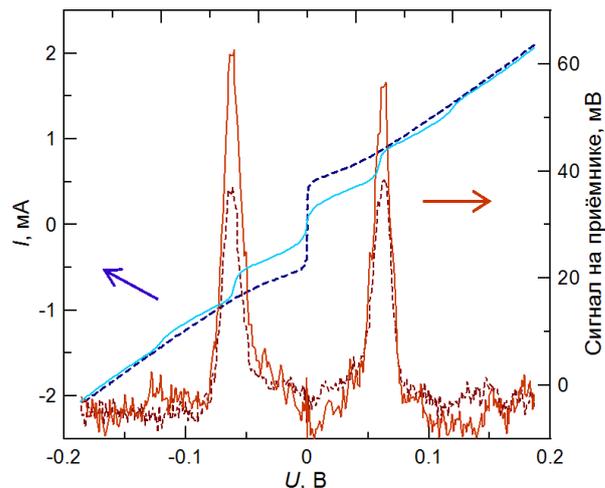


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика джозефсоновской структуры (левая ось ординат), без облучения (штриховая линия) и при облучении (сплошная линия) на частоте 71 ГГц. Сигнал на детекторе приёмника (правая ось ординат), записанный при ориентации образца перпендикулярно (штриховая линия) и под углом 30° (сплошная линия) к оси рупора

Литература

1. М.А. Galin, А.М. Klushin, V.V. Kurin *et al.* // Supercond. Sci. Technol., V. 28, 055002 (2015).

Селективные измерения суперпозиционных состояний кубита джозефсоновским осциллятором

В.П. Гергель, М.В. Денисенко*, А.В. Линёв, А.М. Сатанин

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*mar.denisenko@gmail.com

Изучается процесс проведения селективных измерений состояний джозефсоновского кубита нелинейным осциллятором, работающим в мезоскопическом режиме, когда число квантов в процессе измерения варьируется от нескольких десятков до нескольких сотен. Методом квантовых траекторий (квантовым методом Монте-Карло) промоделирована динамика связанной системы кубит + осциллятор при различных параметрах системы.

Введение

В последнее время разработаны различные методы измерений состояний джозефсоновских кубитов, такие как мониторинг системы в реальном времени – "однократные" измерения [1], статистические проективные измерения [2, 3] и т.п. В качестве измерительного прибора обычно используется джозефсоновский осциллятор, работающий в слабо нелинейном режиме. В работах [2, 3] изучена связанная система "кубит + осциллятор" и разработан протокол неразрушающих измерений состояний кубита. В указанных работах было сделано существенное предположение о том, что измерительный прибор является сугубо классической системой. В этом случае после инициализации состояния кубита осциллятор возбуждается из вакуума в состояние с большими числами заполнения n . В действительности, при инициализации состояний кубит и осциллятор взаимодействуют, что приводит к "перепутыванию" их состояний. Модельная ситуация, рассмотренная ранее в работах [2, 3], не учитывает того, что измерительный прибор может работать в мезоскопическом режиме, поэтому важно знать, насколько квантовая система (кубит) чувствительна к различным режимам работы измерительного прибора (осциллятора), например, когда среднее число квантов хотя и велико, но конечно, а среднеквадратичное отклонение мало по сравнению с числом заполнения.

Модель системы

Исследуемая система "кубит – осциллятор" описывается эффективным гамильтонианом, который в

терминах матриц Паули (σ_x , σ_z) и операторов рождения a^\dagger и уничтожения a имеет вид:

$$H = \frac{\hbar}{2}(\omega_q \sigma_z + \varepsilon(t)\sigma_x) + \hbar\omega_J a^\dagger a(1 + \lambda\sigma_z) - \frac{\mu}{4}(a^\dagger + a)^4(1 + \lambda\sigma_z) + f_0 \cos(\Omega t)(a + a^\dagger), \quad (1)$$

где первые два слагаемых – гамильтониан кубита с расстоянием между уровнями $\hbar\omega_q$ и управляющим полем $\varepsilon(t) = A \cos \omega t$ в форме раби-импульса; осциллятор характеризуется собственной частотой ω_J , нелинейностью μ и амплитудой внешней накачки f_0 (тока в экспериментах [2, 3]), а λ – параметр взаимодействия между кубитом и измерительным прибором.

Диссипация в системе учитывается как взаимодействие системы "кубит – осциллятор" с бозонным резервуаром [4]. Эксперименты проводятся при криогенных температурах, поэтому вклад термического возбуждения не рассматривается при записи интеграла столкновения, а учитываются только основные каналы декогеренции, соответствующие сбою фаз волновой функции (Γ_ϕ), потерям энергии в кубите (Γ_ϵ) и осцилляторе (γ). Численное решение уравнения для матрицы плотности, записанного в борн-марковском приближении, проводилось с помощью метода квантовых траекторий (квантового метода Монте-Карло) [5].

Обсуждение результатов

Динамика связанной системы существенно зависит от соотношения между расстоянием между уровнями кубита ω_q и плазменной частотой джозефсо-

новского измерительного осциллятора ω_J . Наилучшим для проведения измерений является диапазон частот, определенный следующим соотношением: $3 < \omega_q / \omega_J < 12$, поэтому при численных расчетах параметры подсистем были выбраны близкими (по порядку величины) к тем, которые использовались в работе [2] для образца А.

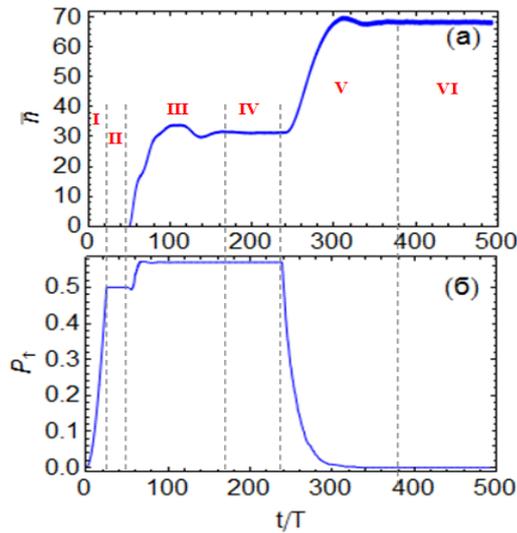


Рис. 1. Усредненная динамика по $M = 10000$ реализациям населенностей нелинейного осциллятора \bar{n} (а) и вероятности нахождения кубита на верхнем уровне P_1 (б) для $\pi/2$ раби-импульса. Параметры системы: $\omega_q = 6\omega_J$, $\omega = 6.01\omega_J$, $A = 0.02\hbar\omega_J$, $\Omega = 1.02\omega_J$, $\mu = 0.0001\hbar\omega_J$, $\lambda = 0.02$, $\Gamma_e = 0.00065\hbar\omega_J$, $\Gamma_\varphi = 0.001\hbar\omega_J$ и $\gamma = 0.01\hbar\omega_J$

Для изучения экспериментов по селективным измерениям опишем схему подачи импульсного воздействия на систему для численных экспериментов. Предварительно готовится начальное состояние системы (соответствующее охлаждению или инициализации), когда кубит и осциллятор находятся в основных состояниях. Далее, на кубит подается раби-импульс заданной длительности $\tau_{Rabi} = 2\pi / \Omega_{Rabi}$ ($\Omega_{Rabi} = \sqrt{(\omega_q - \omega)^2 + A^2}$ – частота Раби), именно с помощью варьирования длительности импульса-записи можно приготовить суперпозиционное состояние кубита. Например, импульс $\pi/2$ создает равновероятную населенность уровней кубита (см. участок I на рис. 1). Спустя некоторое время ожидания (участок II на рис. 1), когда все переходные процессы установились, подается возбуждающий сигнал на измерительный прибор (участки III-VI на рис. 1), приводящий его в мезоскопический режим работы. Вскоре осциллятор захватывается в квантовый нелинейный резонанс (участок IV на рис. 1) с числом фотонов $\sim 30-100$. После этого происходит многократное повторение

(~ 10000 раз) подобной схемы подачи импульсов и набирается статистика значений населенности осциллятора. Усредненная зависимость населенностей уровней осциллятора и возбужденного уровня кубита изображена на рис. 1. При достижении времени энергетической релаксации в кубите (начало участка V на рис. 1) в каждом отдельном акте измерения наблюдается квантовый скачок, а в усредненных зависимостях – пологий спуск – релаксация в основное состояние (участок VI на рис. 1).

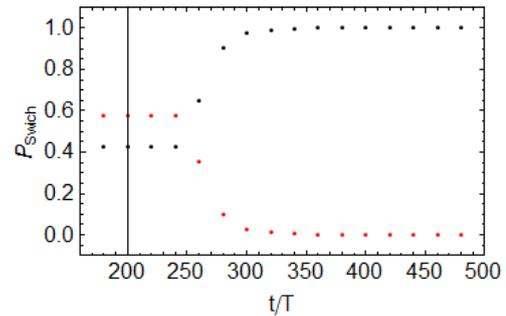


Рис. 2. Вероятность переключения P_{Switch} для возбужденного состояния кубита (красные точки) и основного (черные точки). Параметры системы аналогичны тем, что представлены на рис. 1

После сбора необходимых статистических данных можно построить гистограммы распределения населенностей и проследить, как кубит переходит из суперпозиционного состояния в основное за счет энергетической релаксации. Другой информативной величиной является вероятность переключения P_{Switch} , которая характеризует состояние кубита по числу квантов осциллятора и показывает долю квантовых траекторий, попавших либо в интервал энергий, соответствующих возбужденному состоянию $\delta\bar{n}_\uparrow$ (красные точки на рис. 2), либо в интервал – $\delta\bar{n}_\downarrow$ (черные точки на рис. 2).

Таким образом, в работе на основе квантового метода Монте-Карло продемонстрирован процесс временного мониторинга суперпозиционного состояния кубита при селективных измерениях нелинейным осциллятором в мезоскопическом режиме.

Работа поддержана проектами РФФИ № 16-57-51045 НИФ а и 16-07-01012 а.

Литература

1. D.H. Vijay *et al.* // Phys. Rev. Lett., 106, 110502 (2011).
2. I. Siddiqi *et al.* // Phys. Rev. B., 73, 054510 (2006).
3. T. Picot *et al.* // Phys. Rev. B., 78, 132508 (2008).
4. М.О. Скалли, М.С. Зубайри *Квантовая оптика*. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. — 510 с.
5. K. Molmer *et al.* // Phys. Rev. Lett., 68, 580 (1992).

Фотонный шум в болометрах на холодных электронах

А.В. Гордеева^{1,2,*}, В.О. Зброжек¹, А.Л. Панкратов^{1,2,3}, В.А. Шампоров², А.А. Гунбина¹, Л.С. Ревин^{2,3}, Л.С. Кузьмин^{1,4}

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

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

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

4 Чалмерский университет технологии, 41296, Гётеборг, Швеция.

* anna.gord@list.ru

Экспериментально исследованы отклик и шумы в болометрах на холодных электронах. Обнаружен рост, выход на плато и последующий спад шумов с ростом мощности излучения, что качественно совпадает с поведением фотонного шума. Для определения доли фотонного шума проведен теоретический анализ и показано, что результаты измерений хорошо согласуются с теорией.

Введение

В настоящее время задачи космологии выдвигают очень жесткие требования к детекторам, устанавливаемым на телескопы. Болометры на холодных электронах [1,2] 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 – экспериментальная демонстрация того, что болометры на холодных электронах обладают предельной чувствительностью, т.е. чувствительны к фотонному шуму. Фотонный шум — это дробовой шум, неизбежно присутствующий в любом излучении благодаря дискретной природе фотонов. Умноженный на вольт-ваттную чувствительность приемника, фотонный шум превращается в шумы напряжения/тока на детекторе. В идеальном детекторе все остальные компоненты шума, включая собственные шумы, должны быть меньше фотонной компоненты. Если это условие выполняется, говорят, что детектор ограничен фотонным шумом и обладает предельной чувствительностью. Экспериментальная демонстрация фотонного шума является необходимым условием для установки этого типа болометров на телескопы [4].

Основные результаты

В данной работе измерялись отклик и шумы болометров на излучение черного тела (ЧТ), а также влияние фоновой температуры T на характеристики образца. На рисунке 1 представлена фотография криостата и смонтированной системы для чернотельных измерений. Температура нижней плиты, на которой расположен образец, варьировалась в диапазоне от 20 до 480 мК, температура ЧТ варьировалась от 3 К до 47 К.

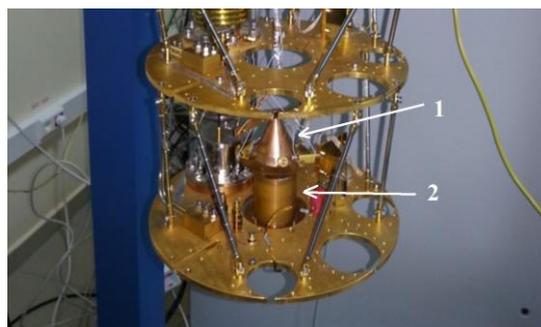


Рис. 1. Фотография криостата. 1 - Черное тело конической формы, закрепленное на 3К плите криостата. 2 - Исследуемый образец, помещенный на линзу и закрепленный в держатель с фильтрами и поглощающими стенками на нижней плите, имеющей температуру от 10 мК

В результате сравнения эксперимента с моделью [5] были найдены параметры, важнейший из которых – поглощенная мощность P_{bg} . На рисунках 2 и 3 представлено сравнение экспериментально изме-

ренных характеристик образца с теоретической моделью. Как видно из графиков, модель хорошо совпадает с экспериментом.

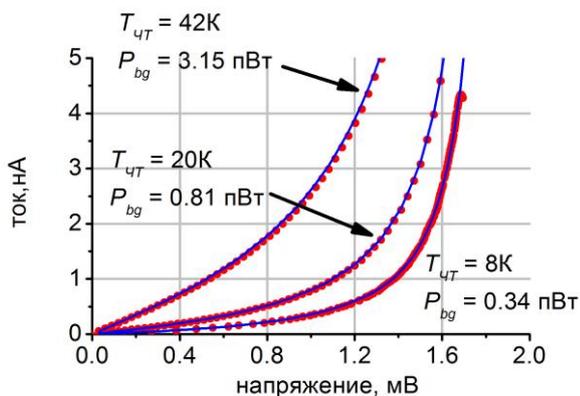


Рис. 2. Экспериментальные вольт-амперные характеристики для температур черного тела $T_{\text{чт}}$ (точки) и теоретические зависимости для поглощенной мощности P_{bg} (линии)

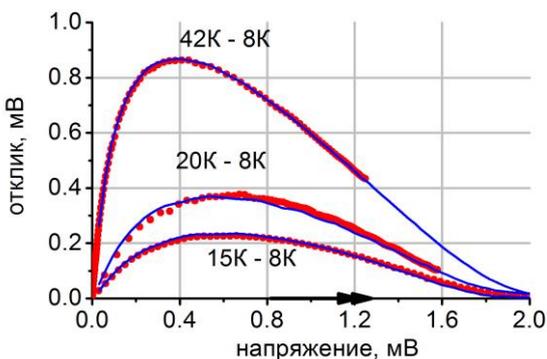


Рис. 3. Отклик в зависимости от температуры черного тела (падающей мощности). Точки – эксперимент, синие линии – теория

На рисунке 4 представлены результаты измерения шумов системы как функции температуры черного тела (красные точки) при фиксированной температуре образца, а также шумы как функция температуры образца (синие треугольники) при фиксированной температуре ЧТ. Видно, что при увеличении $T_{\text{чт}}$ шумы сначала растут, потом выходят на плато, а потом начинают падать из-за того, что при больших мощностях сигнала падает чувствительность приемника. Именно такое поведение, в соответствии с теоретическими представлениями, и должно наблюдаться, если приемник "чувствует"

фотонный шум на фоне собственных шумов системы. Для случая постоянной температуры ЧТ, но различной температуры нижней плиты (фонной температуры образца) уровень шума практически не меняется и остается ниже уровня шума с нагретым черным телом. Таким образом, мы можем сделать вывод, что чувствительность приемника настолько высокая, что вклад фотонного шума становится существенным.

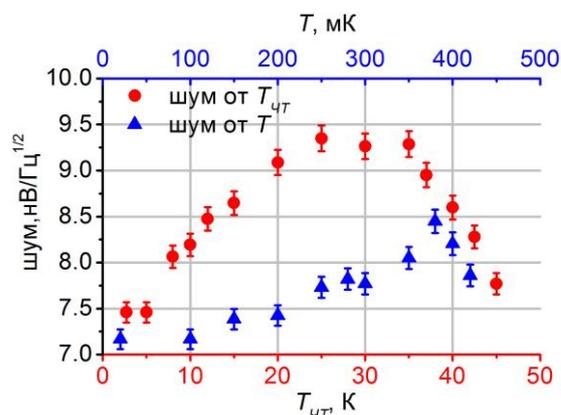


Рис. 4. Зависимость полного шума на болометре от температуры черного тела $T_{\text{чт}}$ и от температуры плиты T при постоянном токе через болометр

По предварительным оценкам, при ненагревом ЧТ мощность эквивалентная шуму (МЭШ) составляет порядка 2×10^{-17} ВтГц $^{-1/2}$, а максимальная вольт-ваттная чувствительность $S_V = 8 \times 10^8$ В/Вт.

Работа выполнена при поддержке МОН (грант 3.2054.2014/К) и РФФИ (грант 15-47-02552).

Литература

1. D. Golubev, L. Kuzmin // Journ. Appl. Phys., 89, 6464 (2001).
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).
5. S. Mahashabde, *et al.* // IEEE Trans. Terah. Sci. Technol., 5, 145 (2015).

Энергетический спектр сверхпроводящих купратов в псевдощелевой фазе

Л.П. Горьков^{1, 2, *}, Г.Б. Тейтельбаум^{3, §}

¹ Лаборатория сильных магнитных полей, Таллахасси, Флорида, 32310, США.

² Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка, 142432.

³ Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, Казань, 420029.

*gorkov@magnet.fsu.edu, §grteit@kfti.knc.ru

Установлено, что энергетический спектр купратов в псевдощелевой фазе при всех температурах состоит из когерентных дырочных возбуждений на ферми-арках и электронного кармана в центре зоны Бриллюэна. С понижением температуры дырки на ферми-арках рассеиваются на флуктуациях, связанных с несоразмерными волнами зарядовой плотности, их подвижность быстро падает и основная роль в транспортных свойствах переходит к электронам.

Детали электронного спектра высокотемпературных сверхпроводников в псевдощелевой фазе имеют критическое значение для понимания механизмов сверхпроводимости. Наибольшую загадку представляют когерентные возбуждения, которые по данным фотоэмиссионных экспериментов (ARPES) возникают лишь на ферми-арках (ФА). Дополнительная интрига вносится и низкотемпературными квантовыми осцилляциями [1, 2], свидетельствующими о наличии небольших электронных карманов на поверхности Ферми (FS). Однако в настоящее время измерения ARPES удалось провести лишь для некоторых оксидных сверхпроводников, а квантовые осцилляции наблюдаемы только при низких температурах. Поэтому природа электронных карманов, как и сам факт их существования при других температурах, является предметом интенсивных обсуждений. После того как в недавних экспериментах по рентгеновскому рассеянию [3] было обнаружено зарядовое упорядочение, в литературе стало доминировать мнение о том, что появление электронного кармана связано с перестройкой FS при подобном упорядочении.

Анализ поведения сопротивления и холловского коэффициента показывает, что когерентные дырочные возбуждения на ФА в случае слабо допированных купратов являются единственными носителями заряда в системе. При более высокой концентрации дырок $x > 0.08-0.10$ холловские данные указывают на то, что постоянным атрибутом FS при всех температурах, наряду с арками, является и электронный карман. Это обстоятельство противоречит

весьма популярной идее о реконструкции FS при зарядовом упорядочении.

Мы показали [4], что в действительности подобный переход приводит к тому, что с понижением температуры дырки на ФА сильно рассеиваются флуктуациями, связанными с несоразмерными волнами зарядовой плотности, их подвижность быстро падает и основная роль в транспортных свойствах переходит к носителям из электронного кармана. Ненулевой линейный член в температурной зависимости теплоемкости купратов свидетельствует о том, что электронный карман с нормальными квазичастицами имеется даже в сверхпроводящем состоянии.

Установлена природа дополнительных дырочных карманов в энергетическом спектре слабо допированных купратов, обнаруженных недавно [5] в соединении $YBa_2Cu_3O_y$ при переходе в фазу с волной зарядовой плотности. Показано, что подобное изменение ФА обусловлено одномерной модуляцией зарядовой плотности, характерный вектор которой меняет свое направление при переходе между CuO_2 -плоскостями, чередующимися вдоль оси c .

Работа поддержана грантами в рамках Программ № I.П и № IV.2.2 Российской академии наук.

Литература

1. Doiron-Leyraud N. *et al.* // Nature, **447**, 565-568 (2007).
2. Riggs S. C. *et al.* // Nature Phys., **7**, 332-335 (2011).
3. Ghiringhelli, G. *et al.* // Science, **337**, 821-825 (2012).
4. Gor'kov L. P. & Teitel'baum G.B. // Sci. Rep., **5**, 8524 (2015).
5. Doiron-Leyraud N. *et al.* // Nature Communications, **6**, 6034 (2015).

Электрофизические характеристики ультратонких плёнок ниобия

К.А. Гребень*, А.И. Елькина, П.А. Юнин, Е.Е. Пестов, А.М. Клушин

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

*kgreben@ipm.sci-nnov.ru

Представлены результаты исследования параметров пленок ниобия, полученных методом магнетронного распыления при давлениях аргона в процессе напыления 2×10^{-2} торр и 6×10^{-3} торр, а также различных временах осаждения от 7 до 50 секунд. Исследования электрофизических свойств полученных тонких плёнок ниобия показывают, что критическая температура и параметр RRR возрастают с увеличением толщины плёнки и достигают максимума $T_c = 9,2$ К, $RRR = 3,67$ при $d_{Nb} \approx 100$ нм. В лучших образцах ультратонких пленок с $d_{Nb} \approx 25$ нм, напыленных при давлении аргона 6×10^{-3} торр, были получены $RRR = 2,45$ и $T_c = 8$ К.

В рамках изучения эффекта близости в гетероструктурах сверхпроводник–ферромагнетик необходимо наличие соответствующей технологии изготовления высококачественных плёнок сверхпроводника (Nb).

Методика эксперимента

Тонкие и ультратонкие плёнки ниобия (толщиной от 10 нм до 130 нм) наносились в ОАО «ФНПЦ «НИИПИ «Кварц» имени А. П. Горшкова» на подложки из кремния на установке типа Alcatel SCM 600 методом магнетронного распыления при комнатной температуре. Мощный турбомолекулярный насос и наличие шлюзовой камеры обеспечивали в установке глубокий предельный вакуум порядка 10^{-7} торр, что особенно важно при изготовлении многослойных структур с прозрачными границами. Перед осаждением пленок проводилась очистка подложек в плазме ВЧ-разряда, зажигаемой в атмосфере аргона при давлении 5×10^{-2} торр и мощности 400 Вт. Распыление ниобия происходило также в атмосфере аргона при мощности разряда постоянного тока 500 Вт, расстоянии между мишенью и подложкой 55 мм и потоке аргона в камеру 63 sccm.

Структурные свойства пленок и их толщина определялись с помощью методики рентгеновской рефлектометрии (англ. X-ray Reflectivity, XRR) в Центре коллективного пользования на базе ИФМ РАН на аппарате Bruker D8 Discover. В основе неразрушающей и бесконтактной методики лежит отражение рентгеновских лучей от границы раздела двух сред, а затем измерение интенсивности отраженного пучка [1].

Транспортные свойства сверхпроводящих плёнок измерялись, во-первых, резистивным и, во-вторых, индуктивным методами. В первом методе использовалась четырёхзондовая головка и измерялось сопротивление R образца в зависимости от температуры T в диапазоне от комнатной до 4.2 К. Во втором, бесконтактном методе [2], образец располагался между двумя катушками индуктивности с взаимной индукцией M и измерялась ее зависимость от T . За критическую принималась температура, при которой наблюдалось резкое уменьшение $M(T)$ практически до нуля.

Результаты

Используя приведенные выше методики, для 11 образцов вычислялась критическая температура сверхпроводящего перехода T_c . График зависимости критической температуры от толщины образца, измеренной методом XRR, приведён на рисунке 1.

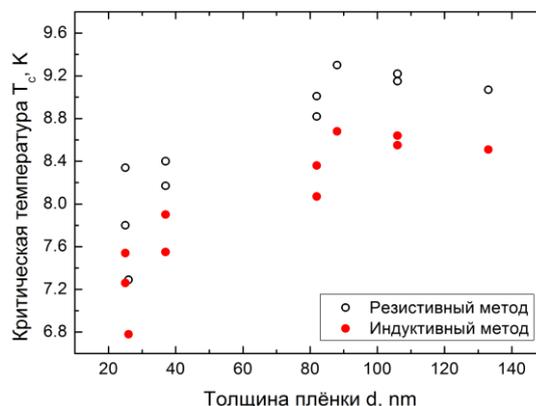


Рис. 1. Зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода тонких плёнок Nb от их толщины, исследованная двумя различными методами: резистивным (чёрные открытые круги), индуктивным (красные заполненные круги)

Из зависимости, изображённой на рисунке 1, видно, что критическая температура тонких плёнок Nb возрастает с увеличением их толщины, хотя при толщинах ≈ 90 нм наблюдается оптимум.

Далее, используя данные зависимости сопротивления R от температуры T , вычисляли отношение $RRR = R_{300} / R_{10}$, где R_{300} – сопротивление при комнатной температуре, а R_{10} – остаточное сопротивление при $T = 10$ К, зависимость которого от толщины образца представлена на рисунке 2.

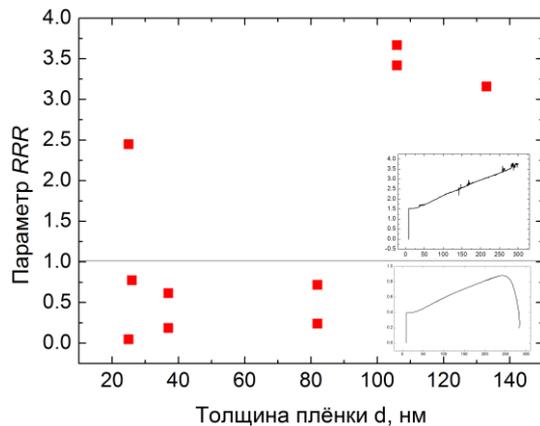


Рис. 2. Зависимость приведённого сопротивления от толщины тонких плёнок Nb. Верхняя вставка: пример линейной зависимости $R(T)$ для плёнок с приведённым сопротивлением больше единицы. Нижняя вставка: пример нелинейной зависимости $R(T)$, которая приводит к значениям приведённого сопротивления меньше единицы

На рисунке 2 обозначены две области (выше и ниже 1). На верхней вставке к графику изображён линейный ход зависимости $R(T)$, в результате которого параметр RRR принимает значения выше 1. Нижняя вставка демонстрирует пример двухфазного поведения зависимости $R(T)$ для образцов, значения RRR для которых лежат ниже 1. Параметр RRR является одновременно и критерием совершенства структуры пленок ниобия (рассеяние на примесях), и показателем толщины плёнки (рассеяние от поверхности).

Как видно из рисунка 2, плёнки толщиной менее 100 нм в основном проявляли двухфазное поведение. Хороших значений параметра RRR удалось

добиться и для более тонких плёнок путём понижения рабочего давления в камере до 6×10^{-3} торр.

На рисунке 3 изображена зависимость параметра $\gamma = R_{77} / R_{10}$, где R_{77} – остаточное сопротивление при $T = 77$ К, от толщины образца.

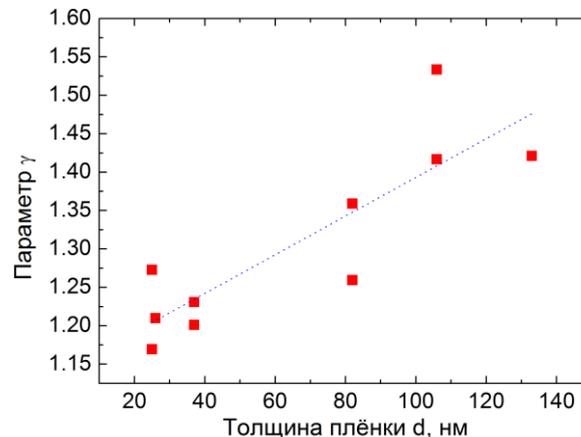


Рис. 3. Зависимость низкотемпературного приведённого сопротивления γ от толщины плёнок Nb (красные квадраты). Синяя пунктирная линия является вспомогательной

На рисунке 3 видно, что наклон зависимости параметра γ увеличивается с увеличением толщины плёнки, что означает улучшение электрических характеристик с ростом толщины плёнки сверхпроводника в низкотемпературной области.

Таким образом, критическая температура тонких плёнок ниобия, параметры RRR и γ возрастают с увеличением толщины d_{Nb} и достигают максимума $T_c = 9,2$ К, $RRR = 3,67$, $\gamma = 1,55$ при $d_{Nb} \approx 100$ нм. В лучших образцах ультратонких пленок с $d_{Nb} \approx 25$ нм, напыленных при давлении аргона 6×10^{-3} торр, были измерены $RRR = 2,45$, $\gamma = 1,27$ и $T_c = 8$ К.

Литература

1. D8 Discover. User Manual. Bruker AXS GmbH, Karlsruhe. Germany. 2011.
2. Claassen J.H. *et al.* Optimizing the two-coil mutual inductance measurement of the superconducting penetration depth in thin films // Journal of Applied Physics, 82(6) (1997).

Эффективные гамильтонианы 2D структур с наведенной сверхпроводимостью

И.А. Девятков^{1,2,*}, А.В. Бурмистрова^{1,2,3,4}

1 НИИЯФ МГУ, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991.

2 МФТИ, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, МО, 141700.

3 Физический факультет МГУ, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991.

4 МПГУ, ул. М. Пироговская, д. 1, Москва, 119992.

*igor-devyatov@yandex.ru

Теоретически исследован эффект близости контакта необычного материала (полупроводника со спин-орбитальным взаимодействием, топологического изолятора) с обычным сверхпроводником s-типа. Рассчитаны нормальные и аномальные функции Грина в необычном материале, а также решена обратная задача – из рассчитанных функций Грина получены эффективные 2D гамильтониан полупроводника со спин-орбитальным взаимодействием и 1D-гамильтониан двумерного топологического изолятора с учетом наведенного сверхпроводящего параметра порядка.

Введение

Хорошо известно, что сверхпроводящие корреляции наводятся в металле, находящемся в контакте со сверхпроводником. Случай контакта обычного металла со сверхпроводником s-типа был рассмотрен теоретически достаточно давно в работах [1,2]. В этих работах было показано, что наведенная сверхпроводимость в обычном металле может быть описана практически тем же гамильтонианом, что и гамильтониан обычного сверхпроводника. С другой стороны, тип эффективных гамильтонианов необычных материалов, таких как металл со спин-орбитальным взаимодействием с приложенным магнитным полем (N_{SO}), или топологических изоляторов (ТИ), находящихся в контакте со сверхпроводником, до настоящего времени не был последовательно теоретически исследован. Такие структуры интересны как с теоретической, так и с практической точек зрения в связи с возможностью обнаружения в них квазичастиц Майораны, которые весьма перспективны для использования в квантовых вычислениях [3]. Были проведены только предварительные теоретические исследования [4,5,6] вида гамильтонианов таких гетероструктур, в которых не были учтены конечность толщины необычного материала, его многозонность и когерентное рассеяние между зонами. В данной работе учтены все эти пропущенные ранее аспекты и получены эффективные гамильтонианы N_{SO} и «квантовой ямы» 2D HgTe, находящихся в контакте с обычным сверхпроводником s-типа. На основании полученных гамильтонианов рассчитан нормаль-

ный и джозефсоновский ток контактов таких необычных материалов с наведенной сверхпроводимостью с различными веществами.

Метод расчета

В наших расчетах мы использовали развитый нами ранее метод в приближении сильной связи [7], позволяющий эффективно описывать когерентный зарядовый транспорт в необычных многозонных материалах. Этот метод был применен к наиболее последовательной методике исследования эффекта близости, предложенной в работе [2]. Во-первых, была рассмотрена гетероструктура, представляющая из себя лежащий на сверхпроводнике (S) необычный материал (N_{SO}), который контактирует с материалом (X), могущим быть нормальным металлом (N) или сверхпроводником (S). Во-вторых, был исследован сверхпроводящий эффект близости в структуре, содержащей 2D топологический изолятор HgTe в контакте с обычным сверхпроводником s-типа.

Результаты

Прежде всего, в результате проведенных исследований нами было показано, что эффективный гамильтониан N_{SO} имеет не только спин-синглетные компоненты, как считалось ранее [3,5], но и спин-триплетные компоненты с сильной зависимостью от квазиимпульса. При этом оказалось, что полученный гамильтониан воспроизводит предыдущие результаты, полученные в рамках феноменологи-

ческого гамильтониана без спин-триплетных компонент [3,5]: особенности при нулевом напряжении для контакта с нормальным металлом и 4π периодичность тока Джозефсона в симметричном контакте (Рис. 1а). Экспериментальная возможность различить феноменологический и полученный нами микроскопический гамильтониан была обнаружена нами только при исследовании ток-фазовых зависимостей достаточно прозрачного асимметричного контакта N_{SO} со сверхпроводником s-типа (рис. 1 b,c).

Кроме того, был получен эффективный 1D гамильтониан двумерного HgTe с учетом наведенного сверхпроводником s-типа параметра порядка. Необходимо отметить отличие данной задачи от расчета эффекта близости в структуре с материалом со спин-орбитальным взаимодействием: наличие в системе 2D HgTe вырождения (его гамильтониан состоит из двух независимых блоков) приводит к вырожденной матрице функций Грина размером 8×8 (электронные и дырочные компоненты двух орбиталей с двумя направлениями спина). В связи с этим для получения эффективного 1D-гамильтониана после диагонализации матрицы функций Грина необходимо отбросить нулевые компоненты и лишь затем приступить к обращению данной матрицы с целью получения эффективного 1D-гамильтониана. В результате расчетов показано, что эффективный 1D-гамильтониан HgTe имеет стандартный вид [8] (ур. (1)) с наведенным параметром порядка следующего вида:

$$\widehat{\Delta}(k_x) = \Delta_s(k_x)i\sigma_y + \Delta_p(k_x)\sigma_z i\sigma_y,$$

где $\Delta_s(k_x) = \Delta(k_x^2 + k_0^2) + \Delta_0$, $\Delta_p(k_x) = -2\Delta k_x k_0$, параметры k_0, Δ, Δ_0 зависят от прозрачности границы между HgTe и сверхпроводником s-типа и ферми-вектора в сверхпроводнике. Таким образом, нами показано, что в топологическом изоляторе наводятся как синглетная, так и триплетная компоненты (рис. 2).

Работа поддержана грантом Министерства образования и науки Российской Федерации № 14Y26.31.0007 и грантом РФФИ № 15-52-50054.

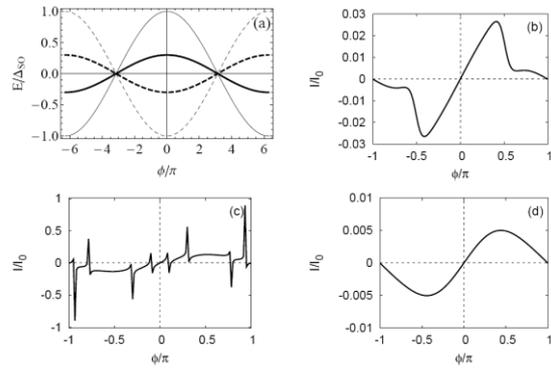


Рис. 1. (а) Андреевские связанные состояния симметричного контакта $N_{SO}/C/ N_{SO}$, толстые линии соответствуют прозрачности $D=0.145$, тонкие линии соответствуют прозрачности $D=1$; ток-фазовые зависимости асимметричного контакта $N_{SO}/C/ S$, соответствующие прозрачности $D=0.135$ (b); $D=0.83$ (c); $D=0.05$ (d)

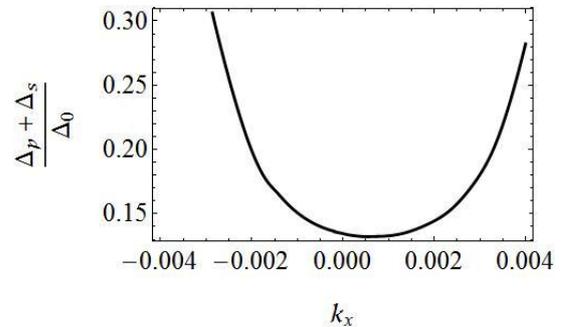


Рис. 2. Зависимость наведенного параметра порядка в HgTe от волнового вектора k_x

Литература

1. W.L. McMillan // Phys. Rev., V. 175, 537 (1968).
2. A.F. Volkov, P.H.C. Magnee, B.J. van Wees *et al.* // Physica C, V. 242, 261 (1995).
3. A.Yu. Kitaev // Annals of Physics, V. 303, 2 (2003).
4. J. Alicea // Reports on Progress in Physics, V. 75, 076501 (2012).
5. S. Tewari, T.D. Stanescu, J.D. Sau *et al.* // New Journal of Physics, V. 13, 065004 (2011).
6. I.M. Khaimovich, N.M. Chtchelkatchev, and V.M. Vinokur // Phys. Rev. B, V. 84, 075142 (2011).
7. A.V. Burmistrova, I. A. Devyatov, A. A. Golubov *et al.* // Journal of the Physical Society of Japan, V. 82, 034716 (2013).
8. J. Linder, Y. Tanaka *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 104, 067001 (2010).

Особенности квазиклассической динамики электронных волновых пакетов в топологических изоляторах

В.Я. Демиховский*, Р.В. Туркевич

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

*demi@phys.unn.ru

Изучается динамика квазиклассических электронных волновых пакетов в модели Дирака. Уравнения, описывающие динамику средних значений координат и скорости центров пакета, получены путем усреднения решений точных квантовых уравнений для компонент вектора скорости и проекций спина. Учтены эффекты расщепления пакета, коллапса и возрождения в системах с неэквидистантным спектром, а также ZB-осцилляции центров волновых пакетов, составленных из состояний как с положительной, так и с отрицательной энергиями.

Рассматриваются квазиклассические уравнения движения блоховских электронов во внешних полях, медленно изменяющихся в пространстве и во времени. Впервые подобные уравнения движения в электрическом \mathbf{E} и магнитном \mathbf{B} полях в кристаллах с невырожденными энергетическими зонами были получены в [1,2]. Позже в работах [3,4] этот результат был обобщен на случай пакетов, составленных из состояний, относящихся к вырожденным зонам, где были получены уравнения движения центров волновых пакетов, локализованных в точках \mathbf{k}_c и \mathbf{r}_c , а также усредненное уравнение, описывающее прецессию спина. Они записываются в виде [5]

$$\hbar \dot{\mathbf{k}}_c = -e\vec{E} - e[\dot{\mathbf{r}} \times \vec{B}], \quad (1a)$$

$$\hbar \dot{\mathbf{r}}_c = \left[\frac{D}{D\mathbf{k}_c} \times H \right] - \hbar \dot{\mathbf{k}}_c \times \vec{F}, \quad (1б)$$

$$i\hbar \dot{\boldsymbol{\eta}} = \left(-\vec{M} \cdot \vec{B} - \hbar \dot{\mathbf{k}} \cdot \vec{R} \right) \boldsymbol{\eta}. \quad (1в)$$

В формуле (1) H – гамильтониан, \mathbf{F} – не абелева кривизна Берри (матрица), $D/D\mathbf{k}_c$ – ковариантная производная, \mathbf{M} – магнитный момент волнового пакета (матрица), $\boldsymbol{\eta}$ – усредненный вектор собственного момента, \mathbf{E} и \mathbf{B} – векторы напряженности электрического и магнитного полей.

Следует отметить, что уравнения (1) не описывают ряд важных деталей эволюции волновых пакетов. В

них не учтены такие особенности динамики, имеющие квантовую природу, как расщепление пакета на части, связанное с присутствием в разложении состояний с положительной и с отрицательной энергиями, а также коллапс и возрождение пакетов, составленных из состояний, относящихся к неэквидистантному энергетическому спектру. В уравнениях системы (1) не учтено также дрожание центра пакета (Zitterbevegung) в условиях, когда возникает перекрытие двух частей расщепившегося пакета, и вращение пакетов вокруг собственного центра масс. Подобные эффекты необходимо включить в квазиклассические уравнения движения.

В настоящем докладе обсуждается квазиклассическая динамика электронов. Получено точное решение сравнительно простой квантовой задачи об эволюции волнового пакета, и проведено усреднение компонент вектора скорости и проекции спина для релятивистских электронов в магнитном поле, описываемых уравнением Дирака. В этой модели:

$$\hat{H} = c\alpha_x(\hat{p}_x - eBy/c) + c\alpha_y\hat{p}_y + c\alpha_z\hat{p}_z + mc^2\beta, \quad (2)$$

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где σ_i – матрицы Паули.

При этом используются результаты работы [6], для усредненных значений компонент вектора скорости

$v_x(t)$ и $v_y(t)$, а также компонент проекций спина. Параметры пакетов взяты из [6]. Анализ этих выражений позволил определить квазиклассические траектории, которые описывают движение центра пакета в постоянном магнитном поле. Они отражают такие явления, как расщепление пакетов, составленных из состояний с положительной и отрицательной энергией ($E_n > 0$ и $E_n < 0$), распад и возрождение пакетов на больших временах, а также явление Zitterbewegung (Zb).

Явление коллапса и возрождения пакета иллюстрирует рис. 1, на котором приведена зависимость средней скорости v_x на больших временах.

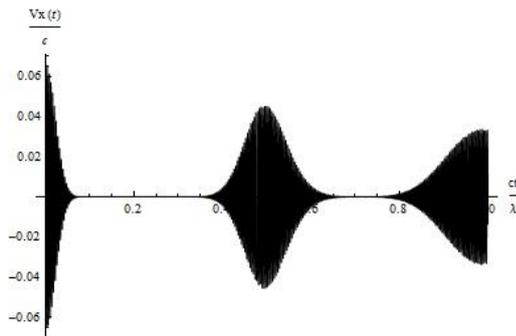


Рис. 1. Зависимость $v_x(t)$ на больших временах

Рассматривается волновой пакет, составленный из состояний с энергией разного знака [6]. На рис. 2 приведены графики зависимостей от времени средних проекций скорости волнового пакета. Две части пакета, относящиеся к положительным и отрицательным энергиям, вращаются в противоположных направлениях, при этом они перекрываются через каждую половину циклотронного периода. В результате интерференции возникают Zb-осцилляции.

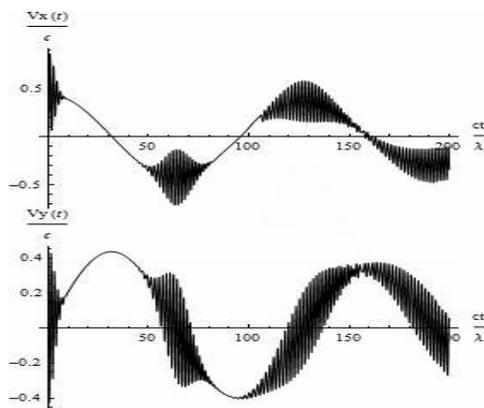


Рис. 2. Зависимость $v_x(t)$ и $v_y(t)$

По известным зависимостям $v_x(t)$ и $v_y(t)$ построена циклотронная траектория волнового пакета (рис. 3), где видны Zb-осцилляции.

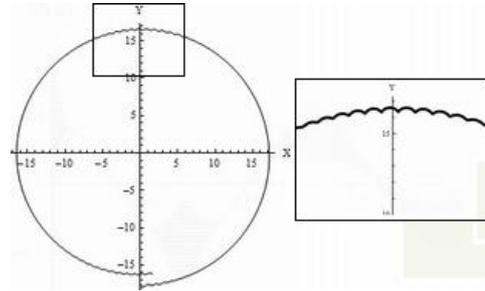


Рис. 3. Траектория пакета, составленного из состояний с положительной и отрицательной энергией. Характерный масштаб Zb-осцилляций порядка \hbar/mc

Зависимость средней проекции спина от времени представлена на рис.4. Видно, что среднее значение z-проекции спина осциллирует с частотой Zb, и кроме этого периодически происходит коллапс и возрождение пакета.

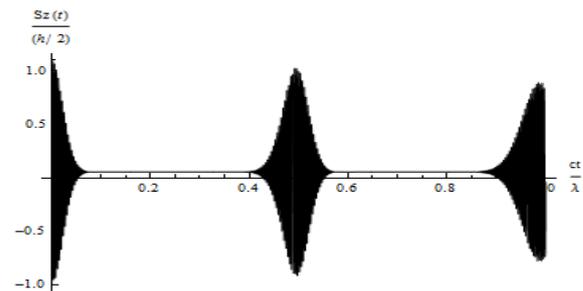


Рис. 4. Зависимость $S_z(t)$ на больших временах

В докладе рассматривается также динамика волновых пакетов в топологических изоляторах типа Bi_2Te_3 .

Настоящая работа поддержана грантом РФФИ 15-02-04028.

Литература

1. M.C. Cheng, Q. Niu // Phys.Rev.B, **53**, 7010 (1996).
2. G. Sundaram, Q. Niu // Phys. Rev. B, **59**, 14915 (1999).
3. D. Culcer, Y.Yao, and Q. Niu // Phys.Rev. B, **72**, 085110 (2005).
4. R. Shindou, K.-I. Imura // Nuclear Phys. B, **720**, 399 (2005).
5. D. Xiao, M.-C. Chang, Q. Niu // Cond. Mat. (0907.2021v1) (2009).
6. V.Ya. Demikhovskii, G.M. Maksimova, A.A. Perov, A.V. Telezhnikov // Phys. Rev. A, **85**, 022105 (2012).

Генерация запутанных микроволновых фотонов в сверхпроводящих волноводных линиях с встроенными джозефсоновскими осцилляторами

М.В. Денисенко, В.О. Муняев, А.М. Сатанин *

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*sarkady@mail.ru

Изучается процесс генерации дробных резонансов в нелинейных джозефсоновских цепях. Показано, что нелинейный квантовый осциллятор, возбуждаемый на частоте накачки, может осуществить деление частоты, излучая субгармоники, кратные основной (дробные резонансы). Показано, что когда ширина нелинейного резонанса много больше расстояния между уровнями, эффект деления частоты имеет классический аналог. Если же ширина резонанса сравнима с расстоянием между уровнями, то дробные гармоники могут генерироваться только при определенных условиях на параметры системы, которые сформулированы в данной работе. Изучено влияние диссипации на явления захвата в резонансы.

Введение

В последнее время активно разрабатывается квантовая электродинамика джозефсоновских цепей [1, 2]. Причин интереса обусловлена тем, что в сверхпроводниковых копланарных волноводах можно реализовать сильную связь искусственных «джозефсоновских атомов» с электромагнитным полем, осуществлять генерацию и детектирование микроволновых фотонов. При этом фотонное поле может быть приготовлено как в когерентном, так и в фокковском базисе. При определенных параметрах накачки в системе возможна генерация сильно скоррелированных фотонов (entanglement), когда волновая функция пары или тройки фотонов не может быть представлена в виде произведения однофотонных функций. Такие нелокальные образования представляют огромный интерес для функционирования устройств квантовых информационных технологий.

В данной работе рассматривается копланарный волновод с инкорпорированным в него джозефсоновским переходом [3]. Предполагается, что в рамках рассматриваемой архитектуры системы (см. рисунок 1) можно осуществлять возбуждение джозефсоновского осциллятора импульсом поля и детектировать переизлучаемое поле на концах волновода. Импульс малой амплитуды слабо возбуждает джозефсоновский осциллятор, и демонстрируется линейный отклик системы. В то же время импульс большой амплитуды может переводить осциллятор

в нелинейный режим, когда становятся возможными процессы деления частоты и переизлучение скоррелированных фотонов.

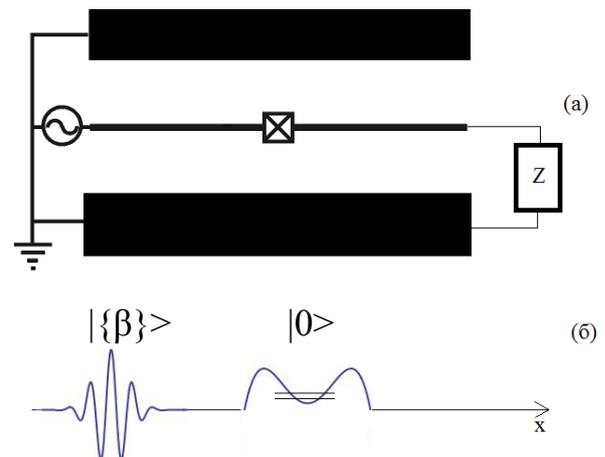


Рис. 1. Схема копланарной линии (а) и возбуждающего импульса (б)

Основные уравнения

Введем заряд, распределенный по линии от x до ∞ : $Q(x,t)$. Меняющийся во времени заряд создает ток $I(x,t)$ и падение напряжения $V(x,t)$, которые определены выражениями: $I(x,t) = \partial Q(x,t) / \partial t$, $V(x,t) = -C_l^{-1} \partial Q(x,t) / \partial x$, C_l – емкость на единицу длины. Кроме того, удобно ввести магнитный поток

$\Phi(x, t) = L_l \partial Q(x, t) / \partial t$, где $L_l = L_1 / c^2$ и L_1 – индуктивность на единицу длины. Поле в волноводе без перехода описывается телеграфным уравнением.

Джозефсоновский переход характеризуется известными соотношениями: $I_s = I_0 \sin \varphi$ и

$$V_j(t) = \frac{\hbar}{2e} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t},$$

где φ – разность фаз на переходе,

и может описываться как сосредоточенный элемент. При этом классический гамильтониан системы имеет вид:

$$H = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left\{ \frac{\Phi(x, t)^2}{2L_l} + \frac{1}{2C_l} \left(\frac{\partial Q(x, t)}{\partial x} \right)^2 \right\} + \frac{1}{2J} \left(p + \frac{\hbar}{2e} Q(0, t) \right)^2 + J\omega_j^2 (1 - \cos \varphi) \quad (1)$$

где p – импульс, сопряженный координате осциллятора φ ; $J = C(\hbar/2e)^2$, C – емкость перехода. Квантование системы осуществляется по стандартной схеме. Вводя соответствующие операторные уравнения для поля и осциллятора (удерживаем нелинейные слагаемые керровского типа), получаем

$$\hat{H} = \sum_k \hbar \omega(k) \hat{b}_k^\dagger \hat{b}_k + \hbar \omega_j \hat{a}^\dagger \hat{a} - \frac{1}{4} \hbar \mu (\hat{a}^\dagger + \hat{a})^4 + i \hbar g (\hat{a}^\dagger - \hat{a}) \hat{Q}(0, t) + \frac{1}{2C} \hat{Q}(0, t)^2.$$

Главный и дробный резонансы

Пусть сначала несущая частота электромагнитного импульса близка к ω_j . Начальное состояние системы «осциллятор + поле» выбирается в виде: $|\psi_{in}\rangle = |0\rangle \otimes |\{\beta\}\rangle$, где $|0\rangle$ – основное состояние осциллятора, $|\{\beta\}\rangle$ – когерентное состояние поля.

Решая гейзенберговские уравнения для полей, можно вычислить коэффициент отражения по мощности (см. рисунок 2).

Дробный резонанс реализуется, когда несущая частота близка к $3\omega_j$. В этом случае гейзенберговские уравнения решаются путем перехода во вращающуюся систему координат. Если джозефсоновский осциллятор сильно возбужден, то можно перейти к коге-

рентному представлению и ввести траекторию движения осциллятора на фазовой плоскости.

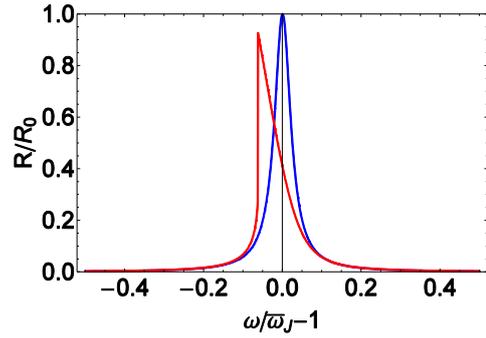


Рис. 2. Резонансная кривая отражения: синяя – линейный режим; красная линия – нелинейный режим

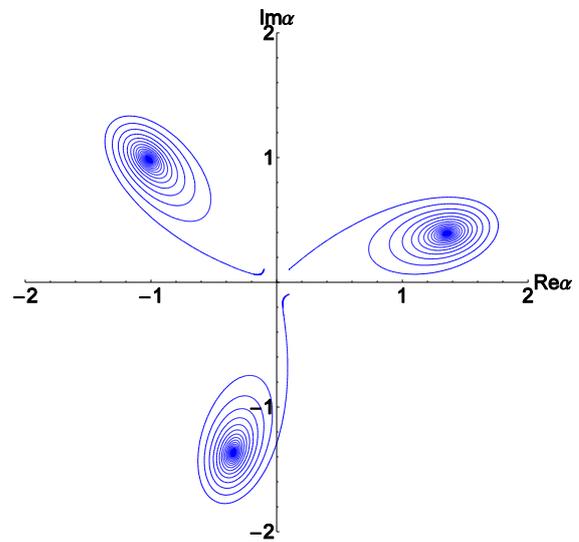


Рис. 3. Фазовая плоскость осциллятора в когерентном режиме. Три притягивающие точки соответствуют стабильной генерации дробной частоты

Таким образом, когерентный импульс поля с частотой, близкой к $3\omega_j$, может вызывать переизлучение поля осциллятором на частоте, близкой к ω_j .

Работа поддержана проектами РФФИ № 16-57-51045 НИФ а и 16-07-01012 а.

Литература

1. A. Blais, R.-S. Huang, A. Wallraff, S.M. Girvin, and R. J. Schoelkopf // Phys. Rev. A, 69, 062320 (2004).
2. O. Astafiev, A.M. Zagoskin, A. A. Abdumalikov, Jr., Y.A. Pashkin, T. Yamamoto, K. Inomata, Y. Nakamura, and J.S. Tsai // Science, 327, 840 (2010).
3. А.В. Швецов, А.М. Сатанин, В.А. Миронов, Е. Ильичев // ФНТ, Т. 39, 1191 (2013).

Расчет времени роста импульса напряжения в однофотонном сверхпроводящем детекторе в рамках электротермической модели

А.Н. Зотова*, Д.Ю. Водолазов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
zotova@ipm.sci-nnov.ru

В работе изучается зависимость времени роста импульса напряжения, возникающего в сверхпроводящем детекторе в результате поглощения одиночного фотона, от длины сверхпроводящей пленки. Численный расчет проведен в рамках термоэлектрической модели.

Введение

В работе [1] экспериментально исследовалась зависимость времени затухания импульса напряжения, возникающего в однофотонном сверхпроводящем детекторе после поглощения фотона. Авторы провели теоретические оценки этого времени, а также оценили время роста импульса напряжения, решая уравнение Кирхгофа для электрической схемы детектора, при этом предполагалось, что после поглощения фотона в сверхпроводнике возникает конечное и постоянное сопротивление. Такие оценки хорошо согласуются с экспериментальными результатами для времени затухания импульса напряжения, но дают значительно заниженное значение для времени роста импульса напряжения, как было выяснено в недавнем эксперименте [2].

Модель

Для расчета времени роста импульса напряжения t_{rise} мы используем термоэлектрическую модель [3]. В рамках этой модели решается уравнение теплопроводности для температуры сверхпроводящей пленки:

$$\frac{\partial cT}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + J_s^2 \rho_n - \frac{\alpha}{d} (T - T_{sub}), \quad (1)$$

где $c = c_e + c_{ph}$ - объемная теплоемкость (c_e - электронная теплоемкость: $\propto T$ для нормального состояния сверхпроводника, $\propto \exp(-\Delta/(k_B T))$ для сверхпроводящего состояния сверхпроводника; $c_{ph} \propto T^3$ - фононная теплоемкость), $\kappa \propto T$ -

коэффициент теплопроводности, J_s - плотность тока в сверхпроводнике, ρ_n - удельное сопротивление, $\alpha \propto T^3$ поверхностная теплопроводность границы между сверхпроводником и подложкой, d - толщина сверхпроводящей пленки, $T_{sub} = 0.2T_c$ - температура подложки. Для расчетов взяты параметры сверхпроводника, характерные для NbN [3].

Также решается уравнение для электрической схемы, приведенной на рисунке 1:

$$\frac{1}{c^2} L_k \frac{\partial J_s}{\partial t} = (J - J_s) R_{shunt} - J_s R_s, \quad (2)$$

где L_k - кинетическая индуктивность сверхпроводника, R_{shunt} - шунтирующее сопротивление, R_s - сопротивление сверхпроводника, которое определяется сопротивлением той части сверхпроводника, в которой плотность тока локально превышает критическую плотность тока $J_s^c = 0.385(1 - T)^{3/2}$.

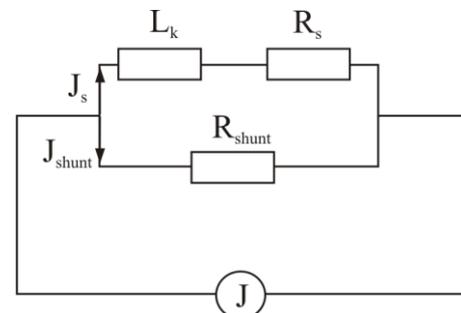


Рис. 1. Эквивалентная схема сверхпроводящего детектора. Сверхпроводник моделируется последовательно включенными кинетической индуктивностью L_k и сопротивлением R_s , которое возникает из-за поглощения фотона. Сопротивление шунта R_{shunt}

Результаты

Полученные в эксперименте [2] данные говорят о том, что увеличение времени роста импульса напряжения с увеличением длины пленки L более медленное, чем изменение по линейному закону, предсказанное в работе [1].

На рисунке 2 приведены результаты нашего численного расчета зависимости времени роста импульса напряжения от L . Для моделирования мы используем три различных значения коэффициента поверхностной теплопроводности α : α_1 , $\alpha_2 = 1.5\alpha_1$ и $\alpha_3 = 2\alpha_1$.

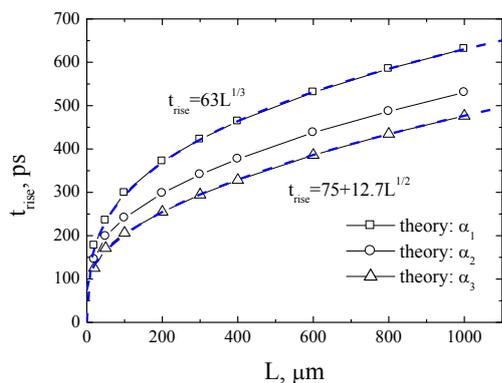


Рис. 2. Зависимость времени роста импульса напряжения от длины сверхпроводящей пленки

Для наглядности кривые, соответствующие α_1 и α_3 , аппроксимированы степенными функциями, показанными на рисунке 2. На графике видно, что

полученные зависимости существенно отличаются от линейного закона, предсказанного в работе [1]: для α_1 это степенная зависимость с показателем степени $1/3$, для α_3 показатель степени уже близок к $1/2$. Для выбранных параметров из рассчитанных нами кривых теоретическая кривая, соответствующая поверхностной теплопроводности α_3 , наиболее хорошо аппроксимирует данные, полученные в эксперименте [2].

Таким образом, мы показали, что если в расчетах учесть изменение размеров нормальной области в сверхпроводнике и соответствующее этому изменение сопротивления сверхпроводника R_s во времени, полученная зависимость времени роста импульса напряжения от длины сверхпроводящей пленки будет нелинейной. Кроме длины пленки существенно влияет на величину t_{rise} величина коэффициента поверхностной теплопроводности α .

Литература

1. A.J. Kerman, E.A. Dauler, W.E. Keicher, J.K.W. Yang, K.K. Berggren, G.Gol'tsman and B. Voronov // Appl. Phys. Lett., V. 88, 111116 (2006).
2. К. Смирнов (частное сообщение).
3. J.K.W. Yang, A.J. Kerman, E.A. Dauler, V. Anant, K.M. Rosfjord, and K.K. Berggren // IEEE Transactions on Applied Superconductivity, V. 17, 581 (2007).

Двухчастотная спектроскопия сверхпроводникового потокового кубита в квазидисперсионном режиме

Б.И. Иванов^{1*}, И.Л. Новиков^{1,*}, А.Н. Султанов^{1,§}, Я.С. Гринберг¹, А.В. Кривецкий¹,
А.Г. Вострецов^{1,*}, Е.В. Ильичев^{1,2}

¹ Новосибирский государственный технический университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

² Leibniz Institute of Photonic Technology, A.-Einstein-str., 9, Jena, Germany, 07745.

*boris_ivanov@ngs.ru, §yakovgreenberg@yahoo.com

Проведено исследование квантовых свойств сверхпроводникового потокового кубита (кубита) методом двухчастотной спектроскопии в квазидисперсионном режиме, когда частота пробного сигнала немного ниже частоты возбуждения кубита. Путем анализа амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) выходного сигнала были определены энергетические параметры кубита. При дополнительном возбуждении кубита второй гармоникой резонатора наблюдались резонансные провалы, обусловленные возбуждением раби-переходов. Было показано, что положение провалов хорошо согласуется с параметрами кубита, полученными по указанной методике.

Введение

В настоящее время сверхпроводниковый потоковый кубит является наиболее перспективным кандидатом на роль ключевого элемента твердотельного квантового компьютера, ввиду своего большого времени декогерентности. И это обуславливает необходимость определения таких его основных параметров, как энергетическая щель (Δ), незатухающий ток (I_p), параметр релаксации (γ). Сам кубит в нашем случае является частью сверхпроводящей структуры кубит–резонатор (с такими параметрами, как собственная частота (ω_c) и ширина резонанса (Γ)). Взаимодействие кубита с резонатором описывается параметром связи λ .

В настоящей работе сообщается о результатах исследования кубита в квазидисперсионном режиме, при котором частота пробного сигнала лежит немного ниже частоты возбуждения кубита.

Методика эксперимента

Эксперимент состоял из двух этапов. На первом этапе из АЧХ выходного сигнала определялись основные параметры кубита. На втором этапе сверхпроводниковый резонатор дополнительно накачивался более мощным сигналом на второй гармонике резонатора. При этом зависимость коэффициента прохождения на первой гармонике от сигнального тока имела два характерных провала, соответствующих раби-расщеплению. Было пока-

зано, что положение провалов хорошо согласуется с найденными параметрами.

Измерения проводились в холодильнике растворения BF-LD400 при температуре охлаждения 10 мК. Для подавления магнитных помех был использован магнитный пермаллоевый экран с коэффициентом подавления 100 для постоянного магнитного поля, и 8000 для полей с частотой выше 10 ГГц. Основным чувствительным измерительным элементом являлся малощумящий широкополосный низкотемпературный усилитель, способный работать при температуре 800 мК [1].

Мы использовали передаточный метод измерения. В узком спектре частот относительно ω_c в режиме малой мощности (10^{-17} Вт) происходит накачивание контура с помощью генератора, встроенного в векторный анализатор цепей (ВАЦ). На выходе резонатора через коаксиальные линии и криогенные (на основе SiGe-транзистора [1]) и комнатные усилители поступал сигнал на вход ВАЦ, где смешивался с опорным сигналом. Из анализа комплексных коэффициентов передачи на разных частотах были получены амплитудные и фазовые характеристики в зависимости от прикладываемого постоянного магнитного поля, задаваемого внешней катушкой индуктивности ($L \approx 1$ мГн).

Разработанные криогенные усилители являются широкополосными с малой собственной мощностью рассеяния порядка 1 мВт, что позволило раз-

местить их на уровне 1 К в рефрижераторе растворения. Рабочая температура усилителей 850 мК, полоса 4 ГГц при коэффициенте усиления $G=35$ дБ.

Анализ и результаты

Анализ АЧХ проводился с помощью выражения для коэффициента прохождения слабого пробного сигнала на основной частоте резонатора, справедливого при малом числе инжектируемых фотонов [2,3]:

$$t = \frac{-j\Gamma \delta\omega'_q}{\omega^2 - \omega(\omega_c + \Omega - j\gamma) + \omega_c(\Omega - j\gamma) - \lambda^2 + j\Gamma \delta\omega'_q},$$

где ω – частота входного пробного сигнала, $\delta\omega'_q = \omega - \Omega + j\gamma$, $\Omega = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}$, $\varepsilon = 2I_p(\Phi_x - \Phi_0/2)$, Φ_x – внешний магнитный поток, представляющий сумму захваченного паразитного потока Φ_t и потока Φ_s со стороны сигнальной катушки $\Phi_s = MI_s$, где M – взаимная индуктивность между кубитом и сигнальной катушкой, I_s – ток в катушке, а связь кубита выражается через $\lambda = g\Delta/\Omega$, g – взаимодействие кубита с резонатором.

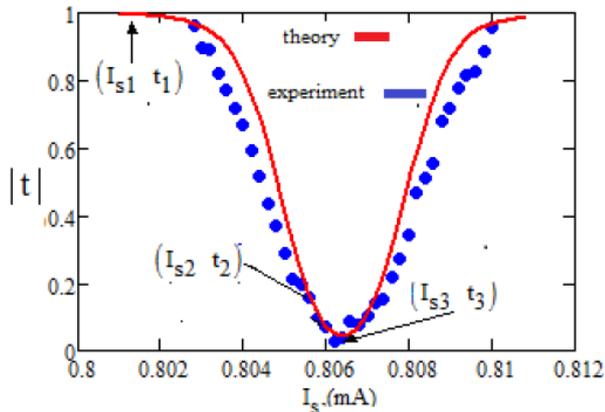


Рис. 1. Зависимость коэффициента прохождения от тока в катушке. Экспериментальная кривая показана синими точками, теоретическая подгоночная кривая показана красной непрерывной линией. Стрелки указывают положение экспериментальных точек, соответствующие АЧХ, которые использовались для определения параметров кубита

В результате для АЧХ при различных токах в сигнальной катушке были получены параметры кубита, указанные в табл. 1.

Таблица 1. Параметры кубита γ и g , определенные из АЧХ для двух провалов. $\Delta=2,615$ ГГц, $I_p=180$ нА.

I_{s1}, mA	I_{s2}, mA	γ	g
0.8064	0.8057	2.73	2.63
0.8064	0.8068	2.75	2.64
2.3465	2.3349	2.77	2.64
2.3465	2.3485	2.77	2.64

В таблице приведены результаты для нескольких значений токов, с целью проверить устойчивость используемого алгоритма поиска решений уравнений на основании выражения для коэффициента прохождения. Согласование данных параметров с экспериментом с резонансами Раби подробно описано в работе [Б.И. Иванов, И.Л. Новиков, А.Н. Султанов и др. // Письма в ЖЭТФ. Статья подана в 2016 году].

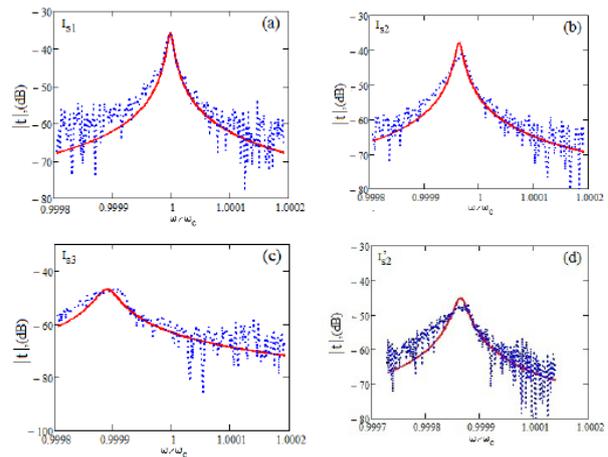


Рис. 2. АЧХ, соответствующие токам I_{s1} (a), I_{s2} (b), I_{s3} (c), положения которых указаны стрелками на рис. 1, и току $I_{s2'}$ (d), лежащему справа от точки вырождения (его положение не указано на рис. 1)

Теоретические и экспериментальные АЧХ показаны на рис. 2. Таким образом, мы показали, что из анализа комплексного коэффициента прохождения через структуру кубит–резонатор в квазидисперсионном режиме можно извлечь основные параметры кубита, которые затем хорошо ложатся на результаты спектроскопического эксперимента с дополнительной высокочастотной накачкой резонатора.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации (проект № 8.337.2014/К). Б. Иванов выражает благодарность РФФИ за поддержку (грант No. 14-02-31601 мол_a).

Литература

- Б.И. Иванов, М. Grajcar, И.Л. Новиков и др. // Письма в ЖТФ, том 42, вып. 7 (2016).
- G. Oelsner, S.H.W. van der Ploeg, P. Macha *et al.* // Phys. Rev. B, 81, 172505 (2010).
- A.N. Omelyanchouk, S.N. Shevchenko, Ya.S. Greenberg *et al.* // Fizika Nizkikh Temperatur, 36, 1117 (2010).

Микроволновой фотонный детектор

Е. Ильичев^{1,2}

¹ Leibniz Institute of Photonic Technology, P.O. Box 100239, D-07702 Jena, Germany.

² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, Россия.

evgeni.ilichev@leibniz-ipht.de

В докладе обсуждается возможность реализации однофотонного детектора в микроволновом диапазоне. Показано, что для этих целей можно использовать нешунтированный джозефсоновский переход. Во-первых, экспериментально продемонстрировано, что ширина переключений контакта из сверхпроводящего состояния в состояние с конечным напряжением соответствует шумовой температуре 60 мК. Во-вторых, предложен, рассчитан и изготовлен конкретный детектор для измерения внешних СВЧ-сигналов. Приводятся первые экспериментальные результаты.

Введение

Мотивацией данной работы явилось отсутствие однофотонных детекторов для низкоэнергетических фотонов. Задача создания таких детекторов, безусловно, очень привлекательная, поскольку ее решение открывает возможность для развития микроволновой квантовой инженерии, и в частности реализации приборов контроля передачи и обработки квантовой информации и квантовых компьютеров.

Идея

Экспериментально полученная ширина переключения автономного нешунтированного Nb/AlO/Nb-перехода со следующими параметрами: плотность критического тока 30 A/cm^2 , емкость $C=0,33 \text{ пФ}$, сопротивление $R=0,44 \text{ кОм}$, при температуре 10 мК, составила всего 4,5 нА [1]. Эти результаты будут подробно изложены.

В принципе разброс переключения величиной 4,5 нА, который определяет чувствительность данного прибора, вполне достаточен для детектирования одного фотона в СВЧ-диапазоне. Например, амплитуда тока, который соответствует одному фотону частотой 2,5 ГГц, составляет порядка 20 нА.

Однако первое – измерения проводились на малых частотах и отклик контакта на частоты СВЧ должен быть отдельно исследован. Второе – контакт надо связать с детектируемым сигналом.

Итак, первое: так как мы работаем с малым числом фотонов, необходимо квантовое описание пере-

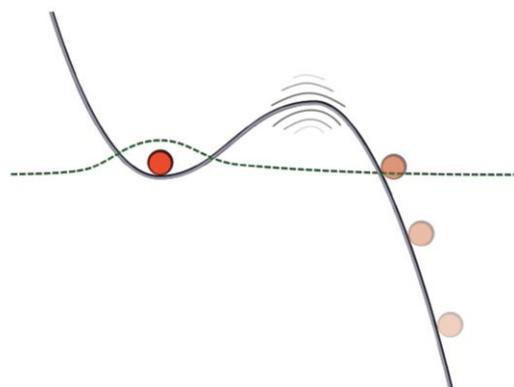


Рис. 1. Схема переключения контакта из сверхпроводящего состояния в состояние с конечным напряжением

ключения джозефсоновского перехода (схема такого переключения представлена на рис. 1). Здесь система открытая и требуется использование формализма матрицы плотности, который достаточно громоздкий. Наши коллеги из Дании предложили другой подход – использовать так называемый мнимый потенциал для описания эволюции фазы джозефсоновского перехода [2]. Я расскажу детали такого рассмотрения.

Второе: для связи джозефсоновского перехода с внешним сигналом, мы решили использовать $\lambda/4$ -резонатор закороченный джозефсоновским контактом (смотри рис. 2). Квантовое описание такого прибора было представлено [2], и полученные результаты оказались вполне оптимистичными.

На основе полного теоретического анализа был рассчитан дизайн прибора, представленного на рис. 2. Этот дизайн был реализован, и проведены первые измерения, результаты которых будут показаны.

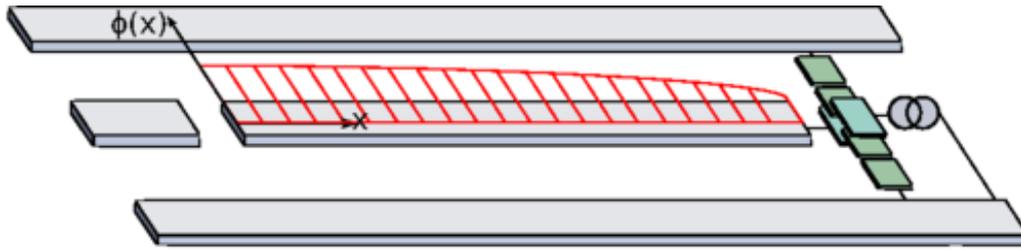


Рис. 2. Схема детектора – $\lambda/4$ -резонатор, закороченный джозефсоновским контактом

Литература

1. G. Oelsner *et al.* // Appl. Phys. Lett., **103**, 142605 (2013).

2. C. Andersen *et al.* // Phys.Rev. A, **87**, 052119 (2013).

3. C. Andersen *et al.* // Phys.Rev. A, **89**, 033853 (2014).

Исследование режимов смешения туннельных сверхпроводниковых структур

К.В. Калашников^{1,2,*}, А.А. Артанов^{1,2}, Л.В. Филиппенко¹, В.П. Кошелец^{1,§}

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва.

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

*kalashnikov@hitech.cplire.ru, §valery@hitech.cplire.ru

Исследованы различные режимы работы туннельного перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник на основе трехслоек Nb/AlO_x/Nb и Nb/AlN/NbN в качестве смесителя (в диапазоне 0,1-10 ГГц) и гармонического смесителя (для частот порядка 600 ГГц и 20 ГГц). Проведено сравнение квазичастичного и джозефсоновского режимов смешения, исследовано влияние параметров СИС-перехода на его смесительные свойства. Показано, что в некоторых приложениях, таких как использование СИС-перехода в качестве криогенного гармонического фазового детектора, джозефсоновский режим может быть предпочтительнее квазичастичного, поскольку позволяет реализовать как больший сигнал (на 7 дБ), так и большее соотношение сигнал/шум (на 4 дБ) по сравнению с квазичастичным. Также показана перспективность использования джозефсоновского режима смешения в системах мультиплексирования сигналов для сверхпроводниковых детекторов.

Смесительные сверхпроводниковые наноструктуры на основе туннельных переходов широко используются в приемных системах терагерцевого диапазона. В данных системах эффект Джозефсона традиционно считался паразитным, приводящим лишь к появлению дополнительного шума, в связи с чем критический ток переходов подавлялся магнитным полем. В представленной работе показано, что в некоторых приложениях джозефсоновское смешение является предпочтительным режимом работы.

Одним из новых применений туннельного СИС-перехода является его использование в качестве криогенного гармонического фазового детектора (КГФД) для сверхширокополосных систем стабилизации излучения криогенных терагерцевых генераторов. Ранее было продемонстрировано, что функциональное объединение гармонического смесителя и фазового детектора в одном элементе позволяет значительно расширить полосу синхронизации системы ФАПЧ и улучшить спектральное качество [1]. Тем не менее, поскольку качество синхронизации напрямую зависит от амплитуды выходного сигнала КГФД, необходимы оптимизация режимов работы и исследование режимов смешения. Исследование мощности выходного сигнала проводилось в режиме гармонического смесителя (ГС), когда на туннельном СИС-переходе Nb/AlO_x/Nb происходило смешивание сигнала внешнего синтезатора (лампы обратной волны) частоты около 600 ГГц с сигналом опорного синтезатора частоты около 20 ГГц, конкретные значения

подбирались таким образом, чтобы сигнал промежуточной частоты (ПЧ) попадал в полосу каскада усилителей 4-8 ГГц. Сигнал ПЧ после прохождения узкополосного перестраиваемого ЖИГ-фильтра анализировался с помощью спектроанализатора либо измерителя мощности. На рис. 1 приведены спектры пониженного по частоте сигнала синтезатора для различных режимов смешения: пунктирная кривая соответствует полностью подавленному внешним магнитным полем критическому току, штриховая – подавлению эффекта Джозефсона большой (около 12 дБм) мощностью опорного синтезатора, сплошная – оптимальному смешению при неподавленном криттоке.

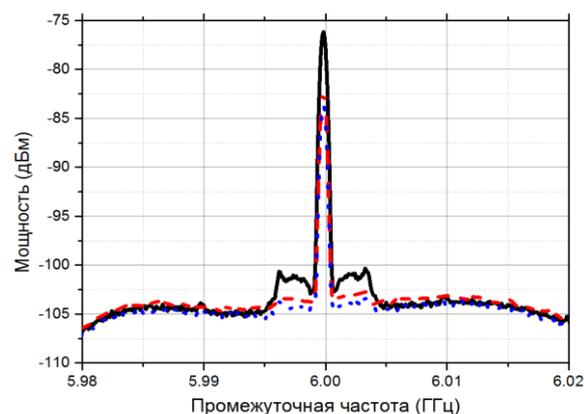


Рис. 1. Пониженные по частоте спектры опорного синтезатора для различных рабочих точек смесителя

Из приведенных графиков видно, что при использовании как джозефсоновской, так и квазичастич-

ной нелинейностей (сплошная линия) выходной сигнал увеличивается на 7.5 дБ по сравнению с лишь только квазичастичным (штриховая и пунктирная линии), при этом уровень шума возрастает лишь на 3 дБ. Большая эффективность джозефсоновского преобразования приводит к тому, что использование системы ФАПЧ на основе КГФД для стабилизации линии излучения длинного джозефсоновского перехода (ДДП) шириной 17.8 МГц позволяет синхронизировать до 86% мощности, тогда как подавление эффекта Джозефсона в КГФД уменьшает эту величину до 68%. Таким образом, джозефсоновский режим является более предпочтительным для эффективного функционирования СИС-перехода в качестве КГФД.

Была исследована зависимость эффективности работы ГС на основе СИС-перехода от его площади. С этой целью была создана серия образцов, содержащих СИС-переходы с разными геометрическими размерами (площади от 1 до 5 $\mu\text{м}^2$) и интегрированным генератором на основе ДДП. На переходе происходило смещение сигнала ДДП частотой около 600 ГГц и опорного синтезатора частотой около 20 ГГц, сигнал на промежуточной частоте 6 ГГц попадал на измеритель мощности. Для каждого образца были измерены зависимости мощности ПЧ-сигнала от напряжения смещения и мощности опорного синтезатора для джозефсоновского и квазичастичного режимов смещения. Измерения показали, что эффективность работы СИС-перехода в качестве КГФД от его размеров зависит слабо, при этом максимальный выходной сигнал СИС-перехода в режиме квазичастичного смещения достигает -83 дБм, а в джозефсоновском около -75 дБм для площади перехода 3.2 $\mu\text{м}^2$, что соответствовало скачку тока на щели $I_g = 800$ мкА.

Еще одним перспективным применением смесителей на туннельных СИС-переходах является их использование в системах мультиплексирования для считывания сигнала с многопиксельных приемников, основанных на болометрах на краю сверхпроводящего перехода [2]. Для изучения возможности использования СИС-перехода в качестве преобразователя вверх по частоте были измерены потери преобразования сигнала частотой 223 МГц в сигнал 5.223 ГГц с помощью гетеродина 5 ГГц в зависимости от параметров сигналов. На рис. 2

представлена зависимость потерь преобразования от напряжения смещения на переходе для мощности гетеродина -40 дБм в различных режимах смещения.

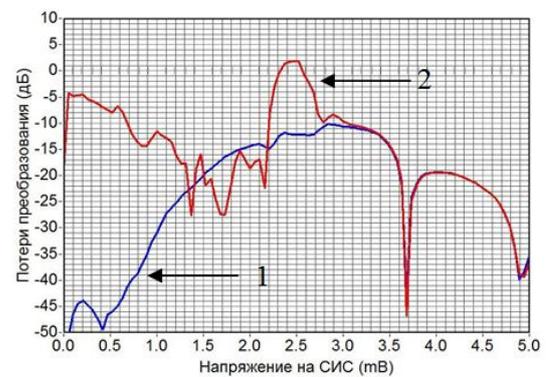


Рис. 2. Потери преобразования вверх по частоте сигнала 223 МГц в зависимости от напряжения смещения на СИС-переходе с подавленным критическим током (кривая 1) и без его подавления (кривая 2)

Как видно из данного графика, в квазичастичном режиме реализуется более плавная зависимость потерь преобразования от смещения, что существенно при выборе рабочей точки смесителя. С другой стороны, в квазичастичном режиме потери преобразования значительно превосходят потери в джозефсоновском, поэтому последний может быть более предпочтительным.

Таким образом, в данной работе показано, что в некоторых практических приложениях смесителей на основе СИС-переходов является желательным наличие не только квазичастичной, но и джозефсоновской нелинейности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение №14.613.21.0046; идентификатор RFMEFI61315X0046).

Литература

1. Kalashnikov K.V. *et al.* Harmonic phase detector for phase locking of cryogenic terahertz oscillators // *App. Phys. Lett.*, 103, 102601 (2013).
2. de Lange G. Feasibility of a Frequency-Multiplexed TES Read-Out Using Superconducting Tunnel Junctions // *Journal of Low Temperature Physics.*, V. 176, 3-4, 408 (2014).

Релаксация резистивного состояния в легированных бором алмазных пленках

А.И. Кардакова^{1, *}, А.Г. Шишкин¹, А.В. Семенов¹, С.А. Рябчун¹, Дж. Бускет², Д. Эон², Б. Сасепе², Т. Клейн², Э. Бустаррет², Г.Н. Гольцман¹, Т.М. Клапвик³

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

² Институт им. Л. Нееля (Institute Néel), Гренобль, Франция.

³ Дельфтский технологический университет, Дельфт, Голландия.

*kardakova@rplab.ru

С помощью метода, основанного на поглощении амплитудно-модулированного суб-ТГц излучения, исследовано время релаксации резистивного состояния в сверхпроводниковых пленках алмаза, легированных бором. Обнаружено, что в диапазоне температур 1.7 - 2.2 К скорость релаксации пропорциональна T^2 . Кроме того, обнаружено, что при температурах, близких к T_c , время релаксации резистивного состояния расходится при приближении к T_c с обеих сторон.

Введение

Исследование неравновесных процессов в неупорядоченных металлических пленках осложняется рядом факторов, связанных с отсутствием точных сведений о фоновом спектре в таких пленках и об особенностях беспорядка в материале. Интерес к исследованию неравновесных процессов в неупорядоченных пленках алмаза, легированных бором (С:В) [1], обусловлен отсутствием теплового сопротивления на границе между пленкой и подложкой. Кроме того, считается, что спектр фононов в алмазных пленках такой же, как и в объемном алмазе. Данные экспериментальные преимущества материала позволяют исследовать неравновесные процессы в чистом виде.

Метод исследования

Метод определения времени релаксации резистивного состояния в сверхпроводниковых пленках основан на поглощении амплитудно-модулированного суб-ТГц излучения [2]. Под резистивным состоянием понимается состояние с ненулевым сопротивлением и повышенной электронной температурой по сравнению с температурой фононов. При облучении пленки амплитудно-модулированным излучением температура электронной подсистемы и, следовательно, сопротивление образца будут меняться с частотой модуляции. Если образец смещен небольшим постоянным током I_b , то изменение сопротивления приводит к появлению сигнала напряжения $\delta V = I_b \times \delta R$, также зависящего от частоты модуляции. Амплитуда отклика

будет зависеть от времени релаксации температуры электронной подсистемы (определяемого, в частности, временем электрон-фононного взаимодействия). При увеличении частоты модуляции излучения наблюдается постепенный спад амплитуды сигнала, что связано с процессами релаксации электронной температуры (и сопротивления) в исследуемом материале. В данном методе образец находится при температуре, соответствующей максимуму dR/dT . При низких температурах, когда $T < T_c$, резистивное состояние создается приложением перпендикулярного магнитного поля, близкого по величине к $B_{c2}(T)$.

Исследуемые образцы

Исследуемые образцы были изготовлены методом осаждения из газовой фазы на алмазной подложке [1]. Параметры образцов представлены в Таблице 1. Концентрация носителей заряда в пленках С:В составляет около $2.5 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Таблица 1. Параметры С:В-пленок.

Образец	d, нм	R _{sq} , Ом	ρ, мкОм·см	T _c , К	D, см ² ·с ⁻¹
N1	300	50	1500	2.25	1.38±0.04
N2	70	220	1540	2.18	1.30±0.02

Экспериментальные результаты

На рисунке 1 представлена температурная зависимость времени релаксации резистивного состояния $\tau(T)$ для образца N2 (подобные результаты получены также и для образца N1). В экспериментальной зависимости $\tau(T)$ можно выделить три различных режима:

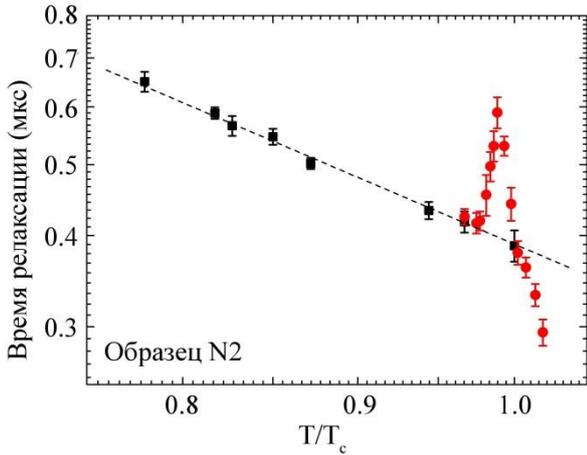


Рис. 1. Температурная зависимость времени релаксации. Данные, обозначенные черными квадратами, соответствуют измерениям $\tau(T)$ в магнитном поле. Данные, обозначенные красными точками, получены в нулевом магнитном поле. Пунктирная линия соответствует T^{-2} -зависимости

Режим I: в области $0.75T_c < T < 0.95T_c$ (где $\Delta \gg k_B T$ и резистивное состояние создано магнитным полем) экспериментальные зависимости $\tau(T)$ описываются температурной зависимостью $\tau = \alpha T^{-p}$, где α и p представляют собой параметры материала. Значения $\tau(T)$ соответствуют 400 нс и 700 нс при температурах 2.2 К и 1.7 К, соответственно. Для обоих образцов экспериментальное значение $p = 2$. Мы полагаем, что в данном режиме релаксация резистивного состояния определяется электрон-фононным взаимодействием в нормальном состоянии. Температурная зависимость времени электрон-фононного взаимодействия $\tau_{eph} \sim T^{-2}$ предсказывается для пленок с сильным упругим рассеянием (при условии $l \ll \lambda_T$) для случая, когда колебания электронных рассеивателей и атомов кристаллической решетки происходят по-разному. Такое теоретическое предположение может быть справедливо для систем, в которых электронные рассеиватели представляют собой статические дефекты (тяжелые примесные атомы или жесткие границы) [3]. В исследуемых образцах длина упругого рассеяния на примесях ($l = 0.4$ нм) близка к среднему расстоянию между атомами бора, что, в свою очередь, подтверждает идею, что носители заряда рассеиваются на атомах, отличающихся от атомов, формирующих кристаллическую решетку. Однако различие в массах между атомами бора и углерода составляет менее 10%, что не является достаточным условием для подтверждения теоретических предсказаний [3]. Для получения более

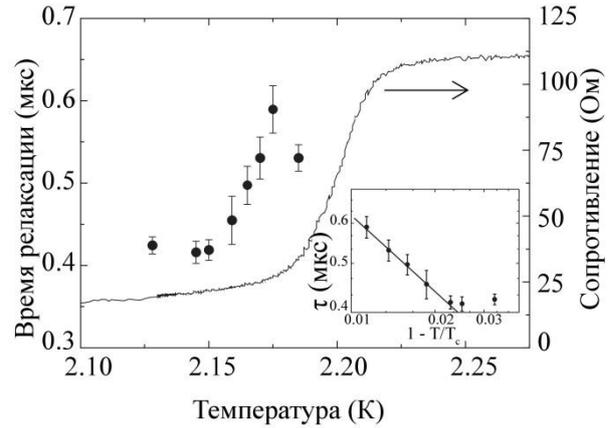


Рис. 2. Зависимость времени релаксации от температуры и зависимость сопротивления от температуры (в нулевом магнитном поле, вблизи T_c). На вставке проиллюстрирована зависимость $\tau_L(T)$, соответствующая релаксации параметра порядка

ясного представления об электронных рассеивателях в данном материале требуется продолжение исследования.

Режим II: в области $0.95T_c < T < 0.99T_c$ (где $\Delta \ll k_B T$ и нулевое магнитное поле) время релаксации τ расходится при приближении к T_c (рисунок 2). В данном случае время релаксации τ интерпретируется как время релаксации параметра порядка, или время продольной релаксации τ_L , известное из неравновесной сверхпроводимости. Время τ_L соответствует восстановлению сверхпроводникового состояния и зависит от температуры как $\tau_L(T) \sim \tau_E (1 - T/T_c)^{1/2}$, где τ_E – время неупругой релаксации при T_c (представлено на вставке рисунка 2). Стоит также отметить, что время энергетической релаксации τ_{eph} (400 нс при $T = 2.2$ К), измеренное в режиме I, отличается от времени неупругой релаксации τ_E (50 нс при $T = 2.2$ К), обнаруженного в режиме II.

Режим III: в области $0.99T_c < T < 1.02 T_c$ (где $\Delta \ll k_B T$ и нулевое магнитное поле) время релаксации τ уменьшается с ростом температуры (рисунок 1). Поскольку резистивное сверхпроводящее состояние в данной области находится достаточно близко к нормальному состоянию, то данный режим может быть рассмотрен в контексте зависящих от времени флуктуаций параметра порядка. Время жизни сверхпроводниковых флуктуаций, определяемое как $\tau_0 = \pi \hbar / (8k_B(T - T_c))$, также увеличивается в расходящейся манере при приближении к T_c . Однако для получения более аккуратных выводов требуется дальнейшее детальное исследование.

Литература

1. E. Bustarret, J. Kasmarcik, C. Marcenat *et al.* // Physical Review Letters, V. 93, 237005 (2004).
2. E.M. Gershenson, M.E. Gershenson, G.N. Gol'tsman *et al.* // Zh. Eksp. Teor. Fiz., V. 97, 901 (1990).
3. A. Sergeev, V. Mitin // Physical Review B, V. 61, 6041 (2000).

Управление состояниями потокового кубита одиночными одноквантовыми импульсами

Н.В. Кленов^{1,4,§}, И.И. Соловьев^{1,4}, А.В. Кузнецов³, С.В. Бакурский^{1,4}, М.Ю. Куприянов¹,
О.В. Тихонова³

1 МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

2 ФГУП «НИИ Физических проблем им. Ф.В. Лукина», Россия, 124460, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6.

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

4 МФТИ ГУ, 141700, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9.

§nvklenov@gmail.com

Аналитическое исследование и численное моделирование динамики сверхпроводящего потокового кубита в магнитном поле подтвердили принципиальную возможность реализации простейших логических операций на пикосекундных временах при помощи одиночных импульсов магнитного поля, распространяющихся по распределенным джозефсоновским переходам и передающим линиям быстрой одноквантовой логики.

На сегодняшний день характерное время потери когерентности для потоковых кубитов на основе сверхпроводящих квантовых интерферометров доведено до нескольких микросекунд [1]. Но в таких квантовых системах невелика и скорость эволюции состояний под влиянием внешних воздействий: на переключение между двумя базисными состояниями с макроскопически различимыми магнитными моментами на сегодняшний день требуется приложить поле, модифицирующее так называемые Z-компоненты гамильтониана, на время, превышающее 50 нс (см. рисунки 1 и 2). Для сравнения укажем, что для сверхпроводниковых систем считывания, использующих взаимодействие с одноквантовыми импульсами магнитного поля (флаксонами), типичная длительность «операции» τ составляет всего несколько пикосекунд [2]. В рамках настоящей работы мы попытались найти способы осуществления простейших когерентных манипуляций над состояниями потокового кубита при помощи упомянутого кубит-флаксона взаимодействия, модифицирующего X-компоненты гамильтониана «джозефсоновского атома».

Для анализа этой прикладной задачи были разработаны методы приближенного аналитического (с использованием матричной экспоненты) и численного исследования динамики магнитного момента 2- и 3-уровневых систем во внешнем униполярном ультракоротком импульсе ($\omega\tau \ll 1$) магнитного поля, существенно отличающиеся от техники, используемой обычно для анализа «осциллирующих» ($\omega\tau \gg 1$) импульсов в рамках приближения «вращающейся волны».

Основные результаты

Очевидно, что и для униполярного, и для осциллирующего воздействия как на квантовую, так и на классическую систему динамика магнитного момента определяется площадью под огибающей магнитного поля. В частности, были получены простые выражения для значений этой площади, при которых происходит переворот магнитного момента (инверсия). Разработанные подходы использованы для моделирования простейшей логической операции инверсии (записи) над [3]

- джозефсоновским квантовым битом при помощи одиночных униполярных импульсов магнитного поля на пикосекундных временах ($\tau \sim 1-10\text{нс}$, рисунок 3):

- магнитным моментом атомной системы при помощи осциллирующих магнитных полей на пикосекундных временах ($\tau \sim 1-10\text{нс}$);

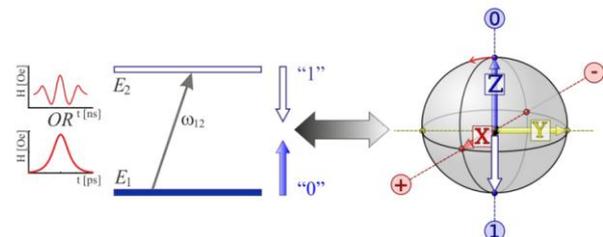


Рис. 1. Эволюция вектора состояния двухуровневой квантовой магнитной системы под действием импульсов магнитного поля (как униполярного, так и осциллирующего), модифицирующего X-компоненты гамильтониана

- джозефсоновским квантовым битом при помощи осциллирующих магнитных полей на пикосекундных временах ($\tau \sim 40-50 \text{ пс}$).

Также удалось продемонстрировать математическую эквивалентность с точностью до обозначений для описаний динамики магнитного момента классической системы и динамики квантовой двухуровневой системы и при униполярных, и при осциллирующих воздействиях; определены условия применимости этой аналогии ($\omega\tau \ll 1$ для униполярного поля, $\omega\tau \gg 1$ для осциллирующего поля).

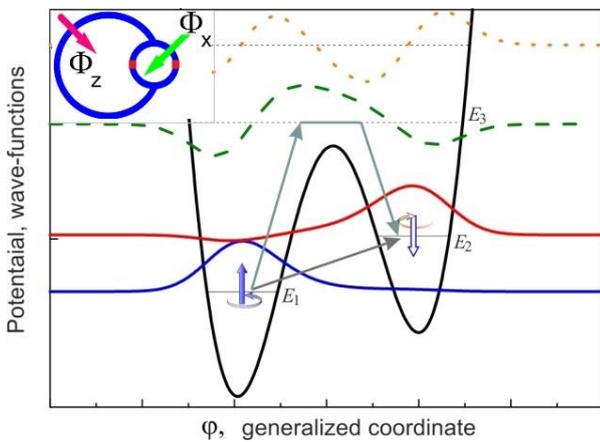


Рис. 2. Потенциальная энергия кубита на основе смещенного постоянным магнитным потоком сверхпроводящего квантового интерферометра и «фазовые» волновые функции первых четырех стационарных состояний такой системы

Выявленная эквивалентность позволила продемонстрировать невозможность переворота магнитного момента на пикосекундных временах при промежуточных значениях параметров воздействующего импульса $\omega\tau \approx 1$. Этот почти тривиальный результат позволяет, тем не менее, подобрать параметры униполярного, заведомо немонохроматического воздействия так, чтобы реализовать операцию «НЕ» (инверсия) для потокового кубита, не возбуждая вышележащие уровни (рисунок 4). Кроме того, разработанная аналогия между уравнением Линдблада для квантовой системы, взаимодействующей с окружением, и уравнением Ландау-Лифшица с релаксационным членом для классической системы позволила сформулировать удобный критерий применимости использованных подходов, игнорирующих процессы потери когерентности в потоковых кубитах на пикосекундных временах.

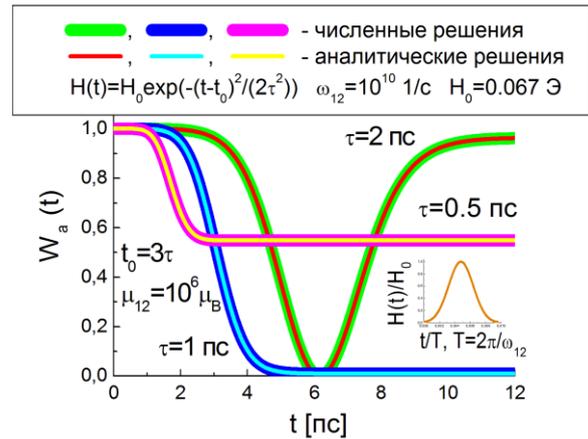


Рис. 3. Динамика двухуровневой системы, магнитный момент и характерная частота которой выбраны типичными для потоковых кубитов, в униполярном гауссовом поле для разных длительностей импульса, демонстрирующая возможности управления конечным состоянием двухуровневой системы

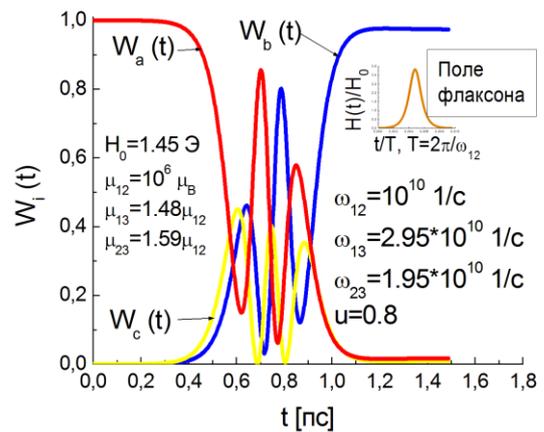


Рис. 4. Динамика населенностей уровней трёхуровневой системы в униполярном магнитном поле флаксона, демонстрирующая реализацию операции «инверсия» с учетом переходов на вышележащий возбужденный уровень

Работа проводилась при поддержке гранта Президента РФ № МК-5813.2016.2, РФФИ 15-32-20362-мол_a_вед и Минобрнауки RFMEFI161614X0011.

Литература

1. M. Stern, *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 113, 123601 (2014).
2. I.I. Soloviev, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 105, 202602 (2014).
3. N.V. Klenov, *et al.* // Beilstein J. Nanotechnol., V. 6, 1946–1956 (2015).

Физические основы создания энергоэффективной сверхпроводниковой элементной базы для реализации нейросетевых алгоритмов

Н.В. Кленов^{1,4, §}, И.И. Соловьев^{1,2}, А.Е. Щеголев³, М.В. Терешонок⁴

1 МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

2 ФГУП «НИИ Физических проблем им. Ф.В. Лукина», Россия, 124460, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6.

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

4 Московский технический университет связи и информатики, 111024, Москва, улица Авиамоторная, 8а.

§nvklenov@gmail.com

Предложена и исследована новая элементная база на основе многоконтактных и многоконтурных сверхпроводящих квантовых интерферометров для реализации нейросетевых алгоритмов с предельно малой диссипацией энергии в процессе обучения и вычислений.

Сверхпроводниковые цифровые системы в последнее время рассматриваются как один из перспективных вариантов физической реализации быстрых и энергоэффективных искусственных нейронных сетей (ИНС). Особенно интересной представляется возможность объединения достоинств джозефсоновских антенных структур и ИНС в когнитивных системах обработки сигнала, способных получать и использовать информацию о состоянии эфира, динамически и автономно корректируя свои параметры и протоколы, обучаясь на основе полученных результатов.

«Безрезистивный» джозефсоновский нейрон

В работе [1] было показано, что «джозефсоновский нейрон» воспроизводит множество свойств, характерных для биологического нейрона, таких как потенциал действия, рефрактерный период, фиксированный порог. При этом джозефсоновские нейроны могут быть соединены так, чтобы имитировать электрические и химические синапсы. Работая полностью параллельно, большие джозефсоновские нейронные цепи могут обрабатывать информацию на порядок быстрее, чем биологические нейросети или традиционные компьютерные модели нейросетей. На базе сверхпроводниковой технологии уже были реализованы искусственные нейронные сети [2-5], позволяющие эффективно решать определенный

круг задач, включая задачи по распознаванию образов или поиску в больших неупорядоченных базах данных. В частности, недавно была экспериментально реализована простейшая схема, которая после обучения воспроизводила логическую операцию XOR [4]. В другой работе джозефсоновская нейросеть успешно решала известную задачу о расстановке «взаимно неуязвимых» ферзей на шахматной доске [5].

Общим недостатком всех перечисленных решений является использование джозефсоновских элементов в резистивном состоянии, что неизбежно ведет к достаточно значительной диссипации энергии в процессе обучения и последующих вычислений. К счастью, нелинейная связь индуктивности джозефсоновского элемента с падением фазы на нем позволяет построить ячейку искусственной нейронной сети, которая не покидала бы сверхпроводящее состояние во время всего своего «рабочего цикла». Принцип функционирования «безрезистивного» джозефсоновского нейрона можно проиллюстрировать на примере одноконтактного, но при этом двухконтурного сверхпроводящего квантового интерферометра (рис. 1). В данном случае в качестве «входа» элемента будет выступать, например, расположенный слева одноконтактный контур, а в качестве «выхода» – контур, расположенный справа. Подаваемый на «вход» внешний малый магнитный поток (обозначенный ϕ_e на рисунке)

будет создавать экранирующий ток, общий для обоих контуров, но лишь если подаваемый сигнал не превосходит определенное пороговое значение $(\varphi_c)^*$, которому соответствует фаза джозефсоновского контакта, равная $\pi/2$. При переходе через упомянутое пороговое значение в двухконтурной системе рождается конфигурация токов «вихрь–антивихрь», что ведет к скачкообразному увеличению тока в выходном контуре, который теперь должен компенсировать и внешнее магнитное поле, и поле находящегося во входном контуре антивихря. Подобные эффекты перераспределения токов в многоконтактных интерферометрах могут быть положены в основу целого семейства перспективных нейронов с подбираемыми под требования конкретных задач активационными функциями.

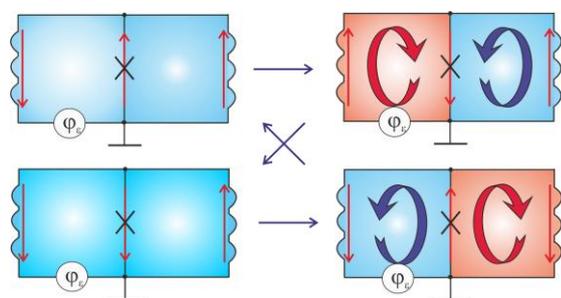


Рис. 1. Эволюция картины растекания токов в одноконтактном и двухконтурном сверхпроводящем квантовом интерферометре

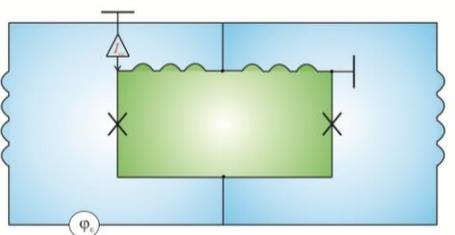


Рис. 2. Принципиальная схема перестраиваемого джозефсоновского нейрона на основе двухконтактного трехконтурного интерферометра

Весовые функции нейрона

Заменяя джозефсоновский контакт в рассматриваемой схеме на двухконтактный интерферометр, т.е. на систему с подстраиваемой величиной критического тока (и, как следствие, джозефсоновской индуктивности), можно получить эффективный базовый элемент для так называемых искусственных нейронных сетей на радиальных базисных функциях (РБФ), показанный на рисунке 2. Метод распознавания на основе РБФ-сети моделирует многомерную плотность распределения вероятности обучающей выборки по методу Парцена, используя

базисные функции отдельных нейронов в виде, как правило, функций Гаусса, математические ожидания μ которых заданы значениями параметров обучающих образцов. Чтобы построить многомерную плотность распределения вероятности выбранного класса распознаваемых объектов, для каждого обучающего образца, принадлежащего этому классу, строится многомерная функция Гаусса с центром в точке, координаты которой соответствуют значениям параметров обучающего образца, а дисперсия σ определяется особенностями предметной области и задает ширину базисной функции.

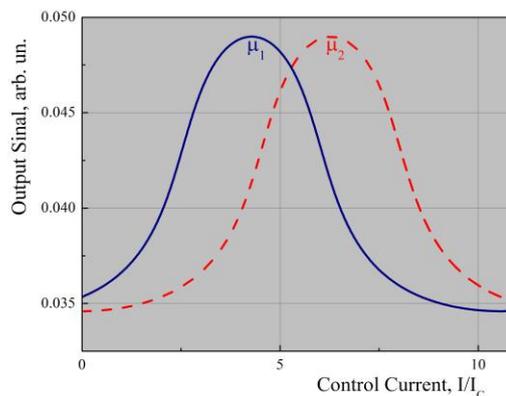


Рис. 3. Активационные радиально-базисные функции для ячеек рассматриваемых перестраиваемых джозефсоновских нейронов

Представленные на рисунке 3 результаты численного расчета для предлагаемого безрезистивного джозефсоновского нейрона на основе двухконтактного интерферометра, включенного одновременно в состав и входного, и выходного контура, наглядно демонстрируют возможность реализации на его основе искусственных нейросетей для когнитивных систем обработки сигналов.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МК-5813.2016.2, грантов РФФИ 15-32-20362-мол_a_вед и Минобрнауки RFMEFI61614X0011.

Литература

1. P. Crotty, D. Shult, K. Segal // Physical Review E, V. 82, 011914 (2010).
2. Mizugaki et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond., V. 4, 1-8 (1994).
3. Rippert et al. // IEEE Trans, Appl. Supercond., V. 7, 3442 - 3445 (1997).
4. F. Chiarello et al. // Supercond. Sci. Technol., V. 26, 125009 (2013).
5. T. Onomi and K. Nakajima // J. Phys.: Conf. Series, V. 507, 042029 (2014).

Джозефсоновские контакты из высокотемпературных сверхпроводников для эталонов напряжения

А.М. Клушин^{1,2,*}, М.И. Галин¹, М.Ю. Левичев¹, Е.Е. Пестов¹, С.К. Хоршев²,
А.И. Пашковский², Н.И. Рогожкина²

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

² ОАО «ФНПЦ «НИИПИ «Кварц» им. А.П. Горшкова», пр. Гагарина, 176, Нижний Новгород, 603950.

*a_klushin@ipmras.ru

Представлены результаты исследования высокочастотных свойств многоконтактных джозефсоновских схем из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и особенности их использования в эталонах напряжения. Выполнены прецизионные сличения выходных напряжений эталона на основе схем из ВТСП с постоянными напряжениями, генерируемыми на схеме из ниобиевых джозефсоновских контактов, работающих при температуре жидкого гелия.

В настоящее время приборы на стабилитронах Fluke 732A и 732B с выходными напряжениями U , равными 1.018 В и 10 В [1], применяются в качестве вторичных или транспортируемых, а в некоторых странах и государственных эталонов напряжения. Из баз данных Международного бюро мер и весов BIPM.EM-K11a,b [2] следует, что совокупная стандартная неопределенность u_c результатов международных сличений напряжений $U = 1.018$ В лежит в диапазоне от 0.023 ppm до 0.14 ppm, а $U = 10$ В — в диапазоне от 0.01 ppm до 0.086 ppm. Эти результаты были получены при сличении U с напряжением U_{JNB} , возникающим на цепочках ниобиевых джозефсоновских контактов, охлаждаемых до температуры жидкого гелия 4.2 К. В последние годы в ОАО «ФНПЦ «НИИПИ «Кварц» имени А. П. Горшкова» совместно с ИФМ РАН был разработан эталон с выходными напряжениями U_{HTS} от 0.1 В до 10 В, основанный на использовании джозефсоновских контактов из высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП), охлаждаемых до температур жидкого азота. Предварительные результаты сличения U_{HTS} с напряжением U_{JNB} на уровне 1 В показали их совпадение с неопределенностью типа А, равной $u_A = 0.033$ ppm. Этот результат позволяет надеяться на использование нового прибора в прецизионных измерениях.

Высокочастотные свойства джозефсоновских схем

В этом разделе кратко описаны особенности согласования цепочки джозефсоновских контактов с внешним СВЧ-сигналом при работе в криоохлади-

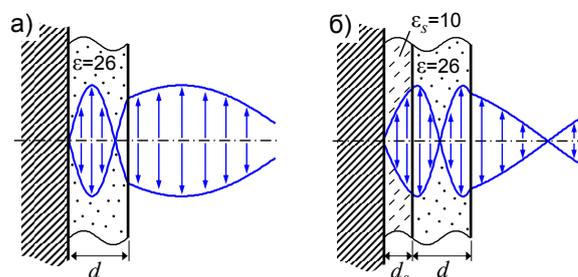


Рис. 1. Расположение образца в поле стоячей волны при непосредственном креплении образца на металлическом основании (а) и с использованием сапфировой подложки в качестве промежуточного слоя (б). Стрелками показана ориентация электрического вектора поля

теле замкнутого цикла. Для облучения распределенной системы контактов образец толщиной d размещался на охлаждаемом медном столике и напротив круглой рупорной антенны. В такой конфигурации джозефсоновские контакты оказывались включенными в резонатор, однако были плохо согласованы с внешним излучением. Это связано с тем, что при частоте облучения около 75 ГГц длина волны в подложке $\lambda_{\text{eff}} \approx 0.8$ мм, поэтому с учетом $d = 0.5$ мм контакты находились вблизи минимума стоячей волны, возбуждаемой в резонаторе (рис. 1а). Для улучшения согласования между образцом и основанием была вставлена промежуточная сапфировая подложка толщиной $d_s = 0.25$ мм. Диэлектрическая проницаемость сапфира $\epsilon_s = 10$. В результате контакты оказались вблизи максимума стоячей волны (рис. 1б). Это позволило в 1.5–2 раза уменьшить подаваемую на образец мощность, требуемую для получения ступенек тока. В результате были получены ступени тока с амплитудой до

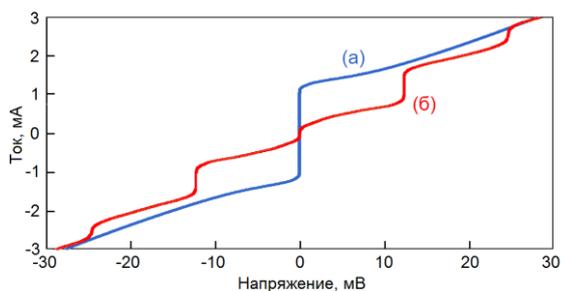


Рис. 2. ВАХ цепочки из 81 джозефсоновского бикристаллического контакта в автономном режиме (а) и при облучении сигналом на частоте 75224 МГц (б)

0.4 мА при напряжении около 12.5 мВ на ВАХ цепочек из 80 и 81 бикристаллических контактов, изготовленных из тонких пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (рис. 2). Частота облучения равнялась 75224 МГц. Для получения рабочего напряжения $U_{\text{HTS}} \cong 25$ мВ цепочки включались последовательно по постоянному току.

Результаты прецизионных сличений

В новом эталоне мы используем два делителя с максимальными выходными напряжениями 5 В. Делители включаются параллельно при их калибровке и последовательно при сличениях с исследуемым прибором. Калибровка делителей проводится относительно $U_{\text{HTS}} \cong 25$ мВ. Особенности построения прибора и алгоритм его работы описаны в [3]. Так как процесс полной калибровки длится примерно 2 часа, становится очень важной стабильность делителя за это время. Мы исследовали поведение коэффициентов деления 1 В к 100 мВ, K_{10} , и 10 В к 100 мВ, K_{100} . В автоматическом режиме было выполнено 7 циклов ночных измерений, каждый из которых включал 12 замеров K_{10} и K_{100} . Обработка результатов показала, что коэффициенты K_{10} и K_{100} исключительно стабильны с неопределенностью $u_A = 0.044$ ppm и $u_A = 0.038$ ppm, соответственно.

Прямое сличение напряжений U_{HTS} и U_{JNB} является наиболее важным экспериментом при определении метрологических характеристик нового эталона на основе ВТСП-контактов. В сличениях использовалась программируемая схема из 8192 джозефсоновских контактов Nb-NbSi-Nb, изготовленная в РТВ [4]. При облучении сигналом на частоте 75562.3986 МГц напряжение с части микросхемы из 6400 контактов равнялось $U_{\text{JNB}} = 1.000003$ В. Было выполнено 5 циклов измерений за один день.

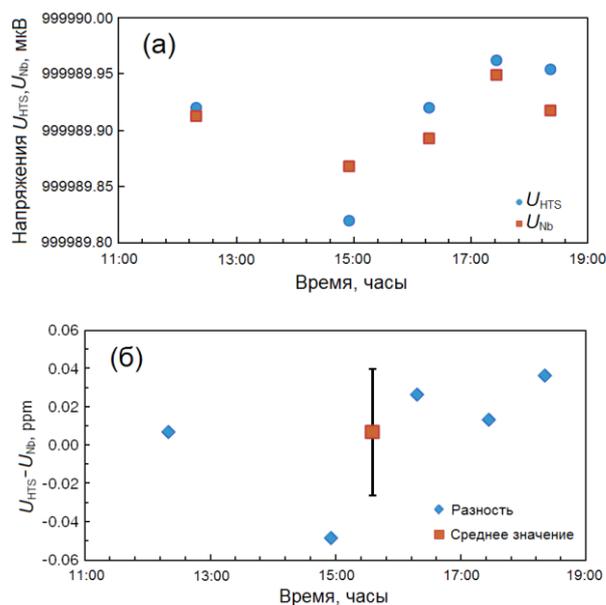


Рис. 3. Результаты измерений U_{HTS} и U_{Nb} на уровне 1 В (а). Относительная разность напряжений U_{HTS} и U_{Nb} и ее среднее значение с $u_A = 0.033$ ppm (б)

Каждый цикл включал, во-первых, калибровку выходного напряжения эталона относительно U_{HTS} . В результате было найдено напряжение U_{HTS} , приведенное на рис. 3. Во-вторых, было проведено сличение выходного напряжения эталона с U_{JNB} . Результаты, обозначенные U_{Nb} , также приведены на рис. 3. Измерения U_{HTS} и U_{Nb} при напряжении 1 В совпали с неопределенностью $u_A = 0.033$ ppm.

В заключение, мы исследовали автоматизированный эталон напряжения, основанный на использовании джозефсоновских контактов из ВТСП, охлаждаемых до температуры 77 К. Прямое сличение выходных напряжений U_{HTS} и U_{JNB} показало их совпадение с относительной неопределенностью менее 5×10^{-8} . Таким образом, новый прибор, не требующий охлаждения джозефсоновских контактов до гелиевых температур, может найти применение при аттестации широко распространенных в мире электронных эталонов постоянного напряжения.

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

Литература

1. “732B/734A DC Reference Standard Instruction Manual”, rev. 3, 11/97, Fluke Corporation, 1997.
2. <http://kcdb.bipm.org>

3. А.М. Клушин, С.К. Хоршев, А.И. Пашковский и др. // Радиоизмерения и электроника КВАРЦ, № 20, 10 (2014).
4. F. Mueller, R. Behr, T. Weimann, et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond., V.19, 981 (2009).

Разработка топологий тонкопленочных СКВИД-датчиков для сверхчувствительных измерений магнитных полей

Е.А. Костюрина^{1,2,*}, К.В. Калашников^{1,2}, Л.В. Филиппенко¹, В.П. Кошелец^{1,§}

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва.

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

*kostyurina@hitech.cplire.ru, §valery@hitech.cplire.ru

Разработана и оптимизирована топология тонкопленочных СКВИД-датчиков на основе туннельных переходов Nb/AlO_x/Nb для создания на их основе систем неразрушающего контроля материалов и других диагностических систем, обладающих чувствительностью по магнитному полю < 10 фТл/√Гц.

Введение

Системы на основе сверхпроводниковых квантовых интерференционных устройств (СКВИД) прекрасно зарекомендовали себя в области сверхчувствительных измерений слабых магнитных полей. Магнитометры на основе СКВИД-датчиков способны измерять магнитные поля порядка 10⁻¹³ Тл.

Основой двухконтактного СКВИДа является сверхпроводящее кольцо с двумя параллельно включенными джозефсоновскими переходами. Принцип работы СКВИДа основан на регистрации выходного напряжения $V_{\text{вых}}$, индуцированного магнитным потоком, проходящим через петлю СКВИДа с коэффициентом преобразования $\partial V_{\text{вых}} / \partial \Phi_{\text{СКВИД}} > 10^{10}$ В/Вб, связывающим входной магнитный поток в СКВИДе и выходное напряжение на сигнальной характеристике $V_{\text{вых}}(\Phi_{\text{СКВИД}})$.

Для того чтобы СКВИД можно было использовать для измерения магнитных полей, его ВАХ должна быть безгистерезисной. Это соответствует значениям параметра МакКамбера $\beta_c = (2e/h)I_c CR^2 < 1$, где I_c , C и R – это, соответственно, критический ток, емкость и полное сопротивление перехода. Кроме того, оптимальная глубина модуляции вольт-амперной характеристики СКВИДа реализуется при значении безразмерной индуктивности кольца СКВИДа $\beta_L = 2LI_c/\Phi_0 \sim 1$, где L – индуктивность кольца, а Φ_0 – квант магнитного потока. При этом характерное напряжение $V_c = I_c R$ (которое определяет амплитуду сигнальной характеристики) должно быть не менее 100 мкВ.

Разработка топологии СКВИД-датчика

Для того чтобы СКВИД-датчик обладал высокой чувствительностью и малыми собственными шумами, была создана высокосимметричная конструкция, обладающая малой чувствительностью к паразитным магнитным полям и низким влиянием шумов токов смещения на детектор.

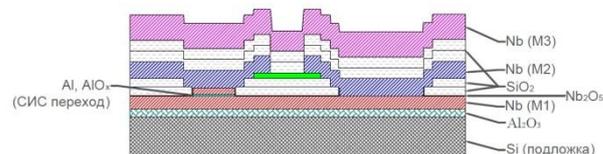


Рис. 1. Схематический разрез микросхемы в области шунтированного СИС-перехода

Топологически микросхема СКВИД-детектора представляет собой сложную тонкопленочную многослойную структуру, состоящую из шести основных слоев (рис.1). Топология микросхемы схематично изображена на рис. 2. На подложке из монокристаллического кремния с защитным слоем из Al₂O₃ формируется базовый электрод М1, который представляет собой симметричное соединение под углом 90° четырех структур классической геометрии типа «шайба», а именно прямоугольную пленку из ниобия, в центре которой соединяются четыре щели под углом 90°. На концах щелей расположены круглые отверстия, два из которых будут индуктивно связаны с входными катушками, а оставшиеся два – с катушками модуляции. Размеры отверстий и длина щели определяют индуктивность

петли СКВИДа, оптимальное значение которой для критического тока одного перехода 6-12 мкА составляет около 70-140 пГн, что соответствует оптимальной глубине модуляции вольт-амперной характеристики СКВИД.

Два джозефсоновских перехода формируются в непосредственной близости от пересечения щелей, по разные стороны от него. Площади переходов равны друг другу и составляют 1-2 мкм² для разных вариантов образцов.

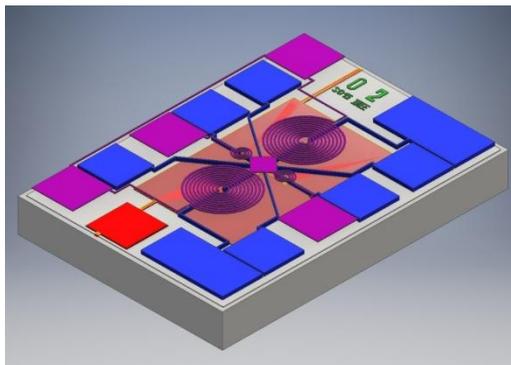


Рис. 2. Топология микросхемы. Показаны слои металлизации: M1 (красный), M2 (синий), M3 (пурпурный)

Для получения безгистерезисной ВАХ переходы необходимо шунтировать. Шунтирующие элементы из Mo толщиной 70 нм соединяются с нижним электродом напрямую, как показано на рис. 1.

Постоянный ток смещения задается на детектор с помощью четырех диагональных симметрично расположенных дорожек в слое M2 (рис. 2). Высокая симметрия дорожек задания токов смещения и шунтирующих элементов обеспечивает взаимную компенсацию создаваемых ими магнитных потоков, а также уменьшает влияние текущих через переход токов как на петлю СКВИДа, так и на входные и модуляционные катушки, что делает датчик нечувствительным к токовым флуктуациям.

В одном из вариантов реализации СКВИД-датчика во втором слое металлизации сформированы сверхпроводящие экраны над щелями, позволяющие экранировать магнитное поле токов в кольце СКВИДа и, тем самым, уменьшать вклад щелей в индуктивность петли СКВИДа примерно на 80%. Это позволяет увеличить критический ток перехода примерно в два раза с той же расчетной глубиной модуляции.

В третьем слое металлизации M3 сформированы две входные (индуктивность около 0.3–1.3 мкГ) и две модуляционные (10 нГн) катушки, индуктивно

связанные с отверстиями СКВИДа. Геометрия расположения входных и модуляционных катушек обеспечивает малую взаимную индукцию между ними, а направление токов в них выбрано таким образом, чтобы создаваемые ими магнитные потоки были попарно противоположны. Также, в слое M3 расположен сверхпроводящий экран, уменьшающий индуктивность не закрытой катушкой остатка щели. Стоит отметить, что построенный таким образом СКВИД является градиентометром первого порядка, то есть нечувствительным к внешним постоянным магнитным полям.

По разработанным топологиям датчиков были спроектированы фотошаблоны и изготовлена первая тестовая партия экспериментальных образцов. На рис. 3 изображена сигнальная характеристика одного из СКВИД-датчиков. Данный СКВИД обладает чувствительностью по входу $2 \mu\text{A}/\Phi_0$ и собственными шумами менее $5 \cdot 10^{-6} \Phi_0/\sqrt{\text{Гц}}$. СКВИДы с получившимися характеристиками оптимальны для использования в системах для сверхчувствительных измерений магнитных полей.

Подробные результаты эксперимента будут описаны в статье и представлены на конференции.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №15-19-00206).

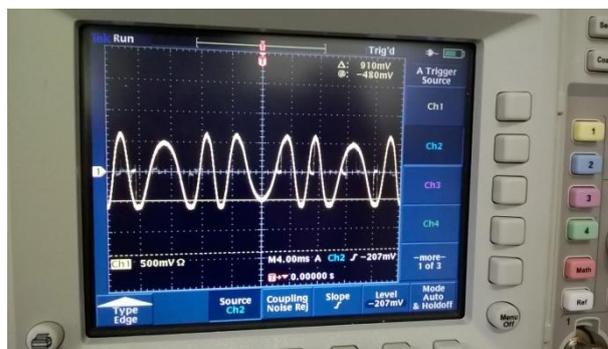


Рис. 3. Сигнальная характеристика СКВИДа

Литература

1. J. Clarke, A. I. Braginski, "The SQUID Handbook", vol.1-2.
2. L.V. Filippenko, *et al.*, Integrated Superconducting Receiver: fabrication and yield, IEEE Trans. on Appl. Supercond., v.11, No 1, pp. 816-819 (2001).

Существование сверхпроводящего тока и диссипации в длинной квазиодномерной алюминиевой проволочке

В.И. Кузнецов

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

Измерены вольт-амперные характеристики достаточно длинной квазиодномерной алюминиевой проволочки при температурах ниже T_c в магнитном поле, перпендикулярном к поверхности подложки. Найдено множество вольтовых плато, соответствующих различным субгармоникам сверхпроводящей энергетической щели. Вольтовые плато возникают благодаря многократному андреевскому отражению и свидетельствуют о сосуществовании сверхпроводящего тока и диссипации, вызванной образованием центра проскальзывания фазы в центральной части исследуемой проволочки.

Введение

В работе [1] на вольт-амперных характеристиках коротких (с длиной L , удовлетворяющей условию $\xi(T) \ll L \ll \lambda_Q(T)$, где $\xi(T)$ – сверхпроводящая когерентная длина, $\lambda_Q(T)$ – длина квазичастичного разбаланса [2]) квазиодномерных (с поперечным размером меньшим, чем $2\xi(T)$) проволочек, измеренных в магнитном поле при различных температурах, обнаружены вольтовые плато при напряжениях V_0 , близких к значению $0.43\Delta(0)$. Здесь $\Delta(0) = 1.764kT_c$ – равновесное значение сверхпроводящей энергетической щели, T_c – сверхпроводящая критическая температура. Эффект есть благодаря сосуществованию сильно подавленной сверхпроводимости и диссипации, вызванной образованием центра проскальзывания фазы [2] в середине короткой проволочки. В представляемой здесь работе изучается другой случай сосуществования сверхпроводимости и диссипации в достаточно длинной ($L = 6-10\lambda_Q(T)$) квазиодномерной проволочке при температурах T слегка ниже T_c в магнитном поле B , перпендикулярном к поверхности подложки.

Эксперимент

В этой работе измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) проволочки (эскиз центральной части структуры дан на вставке к рис. 1) в зависимости от магнитного поля при T чуть ниже T_c . Проволочка получена термическим напылением пленки алюминия толщиной 32 нм на кремниевую подложку, используя lift-off процесс электронно-лучевой литографии. Проволочка имела длину 70

мкм и постоянную ширину $w_l = 0.46$ мкм вдоль всей длины проволочки.

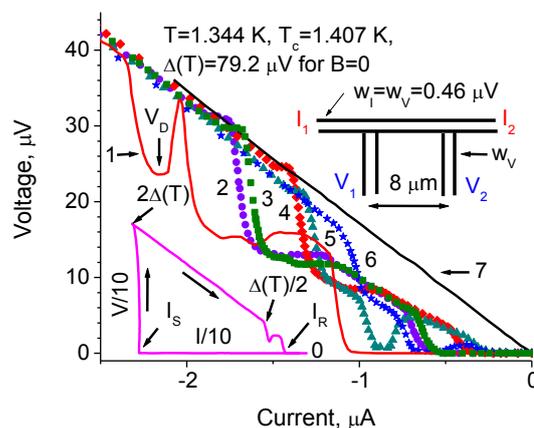


Рис. 1. $V(I)$ кривые, записанные при уменьшении тока при $T = 1.344 \text{ K}$ в магнитных полях: $B = 0 \text{ Г}$ для кривой 1 (линия), 26.2 - 2 (кружки), 26.9 - 3 (квадраты), 32.3 - 4 (ромбы), 35.4 - 5 (треугольники), 37.4 - 6 (звездочки), 49.4 Г - 7 (линия). Верхняя вставка: центральная часть проволочки; нижняя вставка: $V(I)$ кривая (V и I разделены на 10), записанная на прямом и обратном ходах в $B = 0$ при $T = 1.34 \text{ K}$

Напряжение измерялось на центральном участке проволочки длиной 8 мкм. Ширина и толщина проволочки в экспериментальном температурном диапазоне были меньше $2\xi(T)$. Потенциальные измерительные зонды (проволочки) с суммарной длиной 70 мкм имели постоянную ширину $w_l = 0.46$ мкм. Сопротивление измеряемого участка проволочки в нормальном состоянии было $R_n = 16.9 \text{ Ом}$. Сопротивление проволочки на квадрат площади было $R_{sq} = 0.97 \text{ Ом}$. Средняя длина свободного пробега

электрона была $l=16$ нм. Сверхпроводящая длина когерентности, соответствующая $T=0$, равна $\xi(0)=0.07$ мкм. Сверхпроводящая критическая температура $T_c=1.407$ К. Постоянный ток через I_1 и I_2 зонды проходил сквозь всю 70 мкм проволочку (эскиз на рис. 1). Напряжение измерялось на центральном участке проволочки между зондами V_1 и V_2 . Найдено, что ВАХ является гистерезисной в зависимости от направления развертки тока. Два сверхпроводящих критических тока: переключающий ток I_S , при котором напряжение возникает между зондами V_1 и V_2 при увеличении тока, и возвратный ток I_R , при котором напряжение исчезает при уменьшении тока, видны на ВАХ проволочки, измеренной при $T=1.34$ К в нулевом поле $B=0$ (нижняя вставка в рис. 1).

Результаты и дискуссия

Обнаружено, что переключающий ток равен току распаривания Гинзбурга–Ландау и превосходит возвратный ток. Гистерезис ВАХ исчезает в больших полях. С увеличением тока при переходе из сверхпроводящего состояния в резистивное состояние скачком возникает напряжение $V_f=2\Delta(T)$ (где $\Delta(T)=1.74\Delta(0)(1-T/T_c)^{1/2}$ - температурно-зависимая сверхпроводящая энергетическая щель в нулевом поле при T чуть ниже T_c). С уменьшением тока начало перехода из резистивного состояния в сверхпроводящее состояние соответствует напряжению $\Delta(T)/2$ (ВАХ на нижней вставке рис.1). В нулевом поле на прямом ходе ВАХ, записанных на увеличивающемся токе, были найдены плато при напряжениях $V_f=2\Delta(T)$. На обратном ходе ВАХ, записанных на уменьшающемся токе, обнаружены плато при напряжениях $V_b=\Delta(T)/n$, где $n=2, 4, 5, 6$ (плато с $n=3$ редко проявлялось). На рис. 1 показаны ВАХ проволочки, снятые на уменьшающемся токе, в зависимости от магнитного поля (кривые 1-7). В поле чаще наблюдались плато с $n=2$ и 5. Кроме плато, на кривых 1, 5, 6 видны области немонотонного поведения, когда напряжение резко падает до значения V_D (кр.1). На рис. 2 показаны измеренные высоты вольтовых плато в функции магнитного поля. Эти данные, извлеченные из ВАХ, записанных на уменьшающемся токе, подгоняются теоретическими кривыми $V_{b2}(B)=(\Delta(T)/2)[1-(B/B_m)^2]^{1/2}$ для $n=2$ и $V_{b5}(B)=(\Delta(T)/5)[1-(B/B_m)^2]^{1/2}$ для $n=5$, где $\Delta(T)$ – температурно-зависимая сверхпроводящая энергетическая щель в нулевом поле и B_m

– подгоночный параметр для максимального критического поля, близкий расчетному значению $B_{mtheor}=38$ G.

Заключение

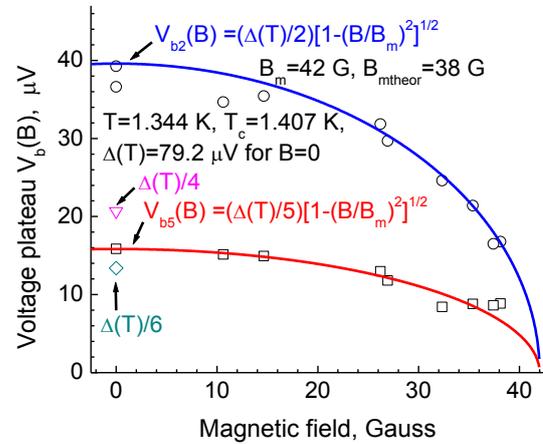


Рис. 2. Зависимость высоты вольтовых плато от магнитного поля. Кружки и квадраты - измеренные данные, соответствующие 1/2 и 1/5 от щели $\Delta(T)$, треугольник и ромб - измеренные точки, соответствующие 1/4 и 1/6 щели. Эти данные извлечены из ВАХ, записанных на уменьшающемся токе. Линии – теоретические кривые, аппроксимирующие измеренные данные (кружки и квадраты)

Итак, найдено множество вольтовых плато, наблюдаемых при напряжениях $V_f=2\Delta(T)$ на прямом ходе вольт-амперных характеристик, записанных на увеличивающемся токе, и при напряжениях $V_b=\Delta(T)/n$, где $n=2, 4, 5, 6$, на обратном ходе ВАХ, записанных на уменьшающемся токе. Вольтовые ступени V_f и V_b были стабильны и с изменением магнитного поля и температуры вели себя пропорционально изменению сверхпроводящей щели. Эти результаты сильно отличаются от работы [1], где наблюдалось только одно неустойчивое вольтовое плато при напряжениях V_0 , практически независимых от T и B , близких к значению $0.43\Delta(0)$. $V(I)$ кривые были гистерезисными в отличие от работы [1]. Субгармонические особенности сверхпроводящей энергетической щели, проявляющиеся как вольтовые плато на обратном ходе ВАХ при переходе из резистивного состояния в сверхпроводящее состояние, могут быть благодаря многократному андреевскому отражению, возникающему из-за появления центра проскальзывания фазы [2] в исследуемой центральной части проволочки.

Литература

1. Yu Chen, Yen-Hsiang Lin, S. Snyder, A. Goldman, A. Kamenev // Nature Physics, 10, 567 (2014).
2. R. Tidecks. Current-Induced Non-equilibrium Phenomena in Quasi-One-Dimensional Superconductors (Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 121) (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1990).

Многочастотная планарная антенна на две поляризации для космической миссии ESA-COrE

Л.С. Кузьмин^{1,2,*}, А.В. Чигинев^{1,3}, Е.А. Матрозова¹, А.С. Соболев⁴

1 Нижегородский государственный технический университет им. Р.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.

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

*leonid.kuzmin@chalmers.se

Предложен и численно смоделирован вариант двухчастотной планарной антенны типа «ракушка» с болометрами на холодных электронах, рассчитанной на прием двух поляризаций электромагнитной волны в одном пикселе. Основным достоинством такой системы является независимая регулировка параметров отдельных щелевых антенн на разных частотах. Рассчитаны диаграммы направленности антенны и коэффициенты поглощения для частотных каналов 75 и 105 ГГц. Приемные и частотные характеристики антенны в целом удовлетворяют требованиям, предъявляемым к приемным системам космической миссии ESA-COrE.

Введение

Недавно Европейское космическое агентство (ЕКА) приняло амбициозную космическую программу для исследования поляризации реликтового излучения. Одной из целей ЕКА является организация космической миссии CORe. ЕКА сформулировало ряд требований к антенным системам для данной миссии. В частности, необходимо уменьшать размер фокальной плоскости путем размещения многочастотного массива детекторов, что позволит решить проблемы с искажениями и неоднородностью формы луча вдоль всей фокальной плоскости [1]. К наиболее важным требованиям относятся следующие: ширина главного лепестка диаграммы направленности – 20° , эллиптичность луча – $<5\%$, ширина частотной полосы – 20% от рабочей частоты канала, коэффициент подавления крос-поляризационной компоненты поля принимаемой волны – не хуже -30 дБ. Кроме того, антенна должна иметь хорошее согласование по импедансу с болометрами на холодных электронах [2], которые предлагается использовать в качестве сверхчувствительных детекторов излучения.

Исходя из сформулированных требований, нами была разработана планарная щелевая антенна, центральная часть которой схематически изображена на рис. 1. Антенна состоит из металлического слоя, нанесенного на кремниевую подложку. В металли-

ческом слое выполнены щели Н-образной формы, служащие элементарными антеннами. Каждая система из четырех щелей, расположенных по сторонам квадрата, формирует один частотный канал. Н-образная форма щелей делает антенну более компактной и позволяет проводить ее гибкую настройку при сохранении хороших показателей диаграммы направленности. С обратной стороны кремниевой подложки расположена кремниевая линза, формирующая диаграмму направленности антенны. Поверх металлического слоя нанесен диэлектрический слой SiO_2 , на котором располагается система полосковых линий, служащая для связи щелей антенны с болометрами на холодных электронах (Рис. 1).

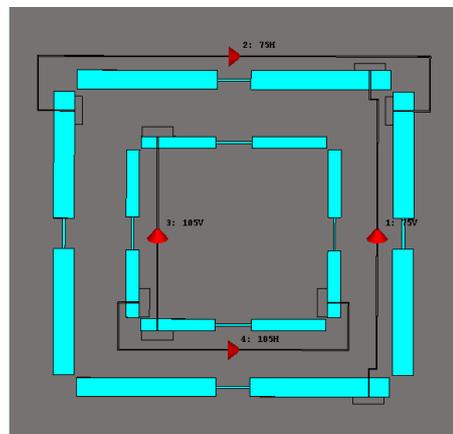


Рис. 1. Вид центральной части антенны. Расположение щелей и полосковых линий

Предложенная антенна обладает следующими преимуществами перед конкурентами. Во-первых, каждая система щелей, расположенных по сторонам квадрата, ответственна за свой частотный канал. Это дает возможность производить тонкую настройку параметров антенны для каждого частотного канала в отдельности, в минимальной степени затрагивая характеристики соседних частотных каналов. Во-вторых, геометрия антенны позволяет выполнить разводку микрополосковых линий без взаимных пересечений, что позволяет изготавливать антенны и болометры в едином технологическом цикле. Кроме того, число частотных каналов антенны может быть легко увеличено путем добавления соответствующих щелей.



Рис. 2. Зависимость S_{11} -параметра антенны от частоты для горизонтальной поляризации

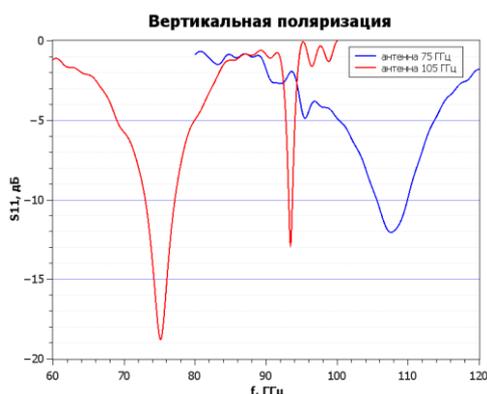


Рис. 3. Зависимость S_{11} -параметра антенны от частоты для вертикальной поляризации

На рис. 2,3 приведены зависимости S_{11} -параметра антенны от частоты для горизонтальной и вертикальной поляризации падающей волны. На рис. 4 приведен пример диаграммы направленности антенны для канала 105 ГГц, вертикальная поляризация.

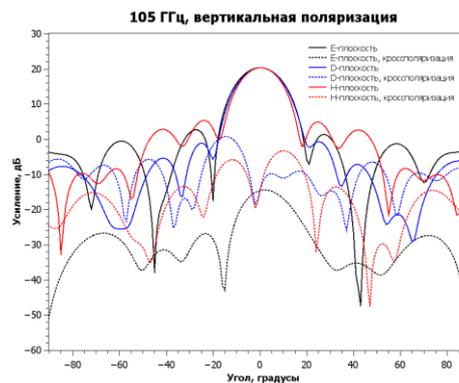


Рис. 4. Диаграмма направленности антенны

Рассчитанная антенна обладает следующими характеристиками. Ширина основного луча диаграммы направленности на частоте 75 ГГц составляет величину около 25° , на частоте 105 ГГц — не превышает 20° . Эллиптичность основного луча для всех частот и поляризаций не превышает 5%. Коэффициенты подавления кросс-поляризационной компоненты: на 75 ГГц — -18,5 и -12,5 дБ для горизонтальной и вертикальной поляризации соответственно, на 105 ГГц — -20,9 и -21,0 дБ. Ширина полосы частот на уровне -3 дБ для канала 75 ГГц — 18,8 и 15,4 ГГц для горизонтальной и вертикальной поляризации соответственно, для канала 105 ГГц — 19,3 и 22,3 ГГц. В частотном канале 75 ГГц для вертикальной поляризации имеется паразитный резонанс на 93 ГГц (рис. 3).

Таким образом, предложенная антенна в целом удовлетворяет требованиям ЕКА к приемным системам для космической миссии COGE и, несмотря на небольшие несоответствия данным требованиям по отдельным параметрам, представляется наиболее перспективным кандидатом на использование в данном проекте. Доведение параметров антенны до более полного соответствия требованиям ЕКА составляет предмет дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке МОН (грант 3.2054.2014/К) и РФФИ (грант 15-47-02552).

Литература

1. The ESA Tender ESTEC ITT AO/1-7256/—Next Generation Sub-millimetre Wave Focal Plane Array Coupling Concepts”, February 2013.
2. L. S. Kuzmin. A Resonant Cold-Electron Bolometer With a Kinetic Inductance Nanofilter // IEEE Transactions on terahertz science and technology, Vol. 4, pp. 314-320 (2014).

Р-Р джозефсоновский переход в присутствии локализованных майорановских состояний

К.В. Куликов^{*1,2}, С. Ю. Медведева³, Р. Давуд⁴, Ю.М. Шукринов^{1,2}

¹ Государственный университет природы, общества и человека «Дубна», Дубна, 141980.

² ЛТФ, ОИЯИ, Дубна, 141980.

³ Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет), Москва, Россия.

⁴ Department of Physics, Cairo University, Cairo, Egypt.

*kulikov@theor.jinr.ru

Исследуются вольт-амперные характеристики джозефсоновского перехода в присутствии локализованных майорановских состояний. Нечетные ступени, возникающие в таком переходе под действием внешнего излучения, имеют субгармоническую природу и качественно отличаются от гармонических нечетных ступеней обычных переходов. Кроме того, в лестничной структуре, наблюдаемой на вольт-амперной характеристике, появляется дополнительная последовательность ступеней. Проведен анализ влияния амплитуды внешнего излучения на свойства лестничной структуры.

Введение

Майорановские фермионы (частицы, описываемые реальными волновыми функциями) привлекают огромный интерес в последние годы в связи с тем, что такие фермионы могут быть использованы как кубиты в квантовом компьютере. В настоящее время обсуждается несколько предложений по обнаружению таких фермионов в системах конденсированного состояния. В частности, майорановские фермионы могут быть реализованы как локализованные внутрищелевые состояния в сверхпроводнике [1]. Такие состояния могут возникать на концах одномерной (1D) проволоки, либо при учете спин-орбитальной связи в магнитном поле, либо под воздействием эффекта близости s-волнового сверхпроводника [2,3].

Проведенные до настоящего времени эксперименты по обнаружению майорановских фермионов в системах конденсированного состояния неоднозначны. Экспериментальные измерения пика проводимости [4] показали, что этот пик не приводит к ожидаемому $2e^2/h$ значению туннельной проводимости и слабо защищен от помех. Вследствие этого, дробный эффект Джозефсона в переходах с нетривиальным барьером является одним из наиболее перспективных методов обнаружения таких фермионов.

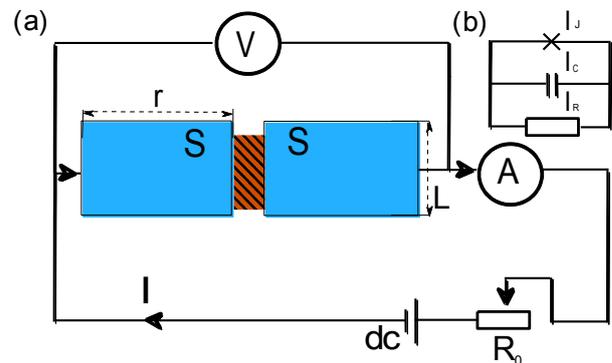


Рис. 1 (а) Схематическое представление р-р джозефсоновского перехода в системе; (б) RCSJ-модель перехода

Модель и методы

Рассматриваемый нами джозефсоновский переход, подключенный к источнику постоянного тока, показан на Рис. 1(а). Сверхпроводящий ток, протекающий через такой переход

$$I_s = \frac{e\Delta_0}{\hbar} \sqrt{D} \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right), \quad (1)$$

где Δ_0 – амплитуда сверхпроводящей щели, φ – разность фаз в переходе, D – параметр прозрачности барьера, имеет 4π -периодичность [5].

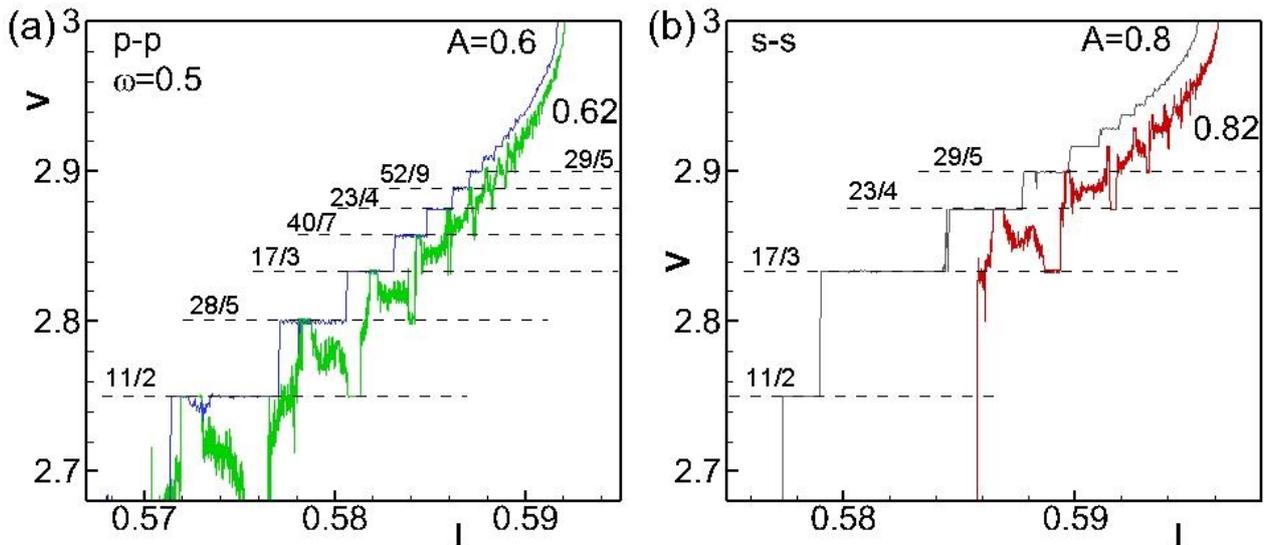


Рис. 2. (а) Лестничная структура на вольт-амперной характеристике р-р джозефсоновского перехода при $\omega=0.5$, $A=0.6$ и $A=0.62$. Синяя кривая сдвинута влево на $\Delta I=0.002$. То же самое для s-s перехода при $A=0.8$ и 0.82 . Серая кривая сдвинута влево на $\Delta I=0.002$

RCSJ-модель (см. рис. 1(b)) включает резистивную компоненту, учитывающую процесс диссипации. Фазовая динамика в этой модели, с учетом уравнения (1) и в присутствии внешнего излучения, описывается системой уравнений

$$\begin{cases} \ddot{\varphi} + \beta \dot{\varphi} + \sqrt{D} \sin \frac{\varphi}{2} = I + A \sin \omega t \\ V = \frac{d\varphi}{dt} \end{cases}$$

где A и ω - амплитуда и частота внешнего излучения, $\beta = \sqrt{\hbar/(2eI_c R^2 C_0)}$, R и C_0 сопротивление и емкость перехода, соответственно. Мы нормировали I и A на критический ток перехода I_c , время нормировано на обратную плазменную частоту $\omega_p = \sqrt{2eI_c/(\hbar C_0)}$. Напряжение V нормировано на $V_0 = \hbar\omega_p/2e$. Полученная система решается численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка.

Лестничные структуры

Майорановские состояния проявляют себя на вольт-амперной характеристике в виде дополнительной последовательности ступенек в лестничной структуре [6]. На Рис. 2 представлены вольт-амперные характеристики для s-s и р-р джозефсоновских переходов при параметре диссипации $\beta=0.2$. Пунктирными линиями отмечены последовательности ступенек, соответствующие непрерывной дроби $V=(N\pm 2/n)\omega$ в случае р-р и $V=(N\pm 1/n)\omega$ для s-s перехода. Образованные структуры чувствительны к изменению амплитуды внешнего излучения. Увеличение амплитуды на $\Delta A=0.02$ приводит к разрушению ступенек и образованию структуры «танцующих» ступеней. Устойчивые

области разделены хаотическими интервалами. Отметим, что в обоих случаях «танцующие» ступеньки также соответствуют полученным последовательностям.

Благодарности

Мы благодарим Рахмонова И.Р. за помощь в проведении части численных расчетов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №15--51--61011 Египет а.

Литература

1. A. Y. Kitaev // *Physics-Uspekhi*, **44**, 131 (2001).
2. R. M. Lutchyn, J. D. Sau, and S. Das Sarma // *Phys. Rev. Lett.* **105**, 077001 (2010).
3. Y. Oreg, G. Refael, and F. von Oppen // *Phys. Rev. Lett.* **105**, 177002 (2010).
4. V. Mourik, K. Zuo, S. M. Frolov, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, and L. P. Kouwenhoven // *Science* **336**, 1003 (2012); W. Chang, V. E. Manucharyan, T. S. Jespersen, J. Nygaard, and C. M. Marcus // *Phys. Rev. Lett.* **110**, 217005 (2013); S. Nadj-Perge, I. K. Drozdov, J. Li, H. Chen, S. Jeon, J. Seo, A. H. MacDonald, B. A. Bernevig, and A. Yazdani // *Science* **346**, 602 (2014); E. J. H. Lee, X. Jiang, M. Houzet, R. Aguado, C. M. Lieber, and S. D. Franceschi // *Nature Nanotech*, **9**, 79 (2014).
5. H-J Kwon, K. Sengupta, and V. M. Yakovenko // *Eur. Phys. Jour., B* **37**, 349 (2004).
6. M. Maiti, K. M. Kulikov, K. Sengupta, and Y. M. Shukrinov // *Phys. Rev. B*, **92**, 224501 (2015).

Поверхностные плазмоны и ЛОФФ-неустойчивость в тонких сверхпроводящих пленках и проволоках

В.В. Курин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
kurin@ipmras.ru

Доклад посвящен изучению влияния развития LOFF-неустойчивости на дисперсию поверхностных плазмонов в тонких пластинках и проволоках магнитных сверхпроводников. Поверхностные плазмоны представляют собой медленные электромагнитные волны, сопровождаемые колебаниями поверхностного заряда. В отличие от объемных электромагнитных волн дисперсия этих волн не содержит щели. В тонких сверхпроводниках эти волны сильно замедлены и могут играть важную роль в динамике сверхпроводников. В работе сформулирована феноменологическая модель, включающая нестационарное модифицированное уравнение Гинзбурга-Ландау четвертого порядка по пространственным производным, дополненное уравнением для химического потенциала, полученного из требования выполнения закона сохранения заряда. В рамках предложенной модели рассмотрена задача о собственных волнах в тонких сверхпроводящих пленках и проволоках и влиянии неустойчивости Ларкина-Овчинникова-Фульде-Ферелла (ЛОФФ).

Хорошо известно, что тонкие металлические пленки и проволоки могут нести поверхностные плазмоны, представляющие собой медленные электромагнитные волны, сопровождаемые колебаниями поверхностного заряда. Дисперсия этих волн радикально отличается от дисперсии объемных отсутствием щели. Аналогичные электромагнитные моды могут существовать и в сверхпроводниках [1]. Возбуждение таких поверхностных плазмонов может качественно изменить динамику резистивного состояния в сверхпроводниках, обусловленного как возникновением линий проскальзывания фазы, так и движением вихрей. Кроме того, изучение спектра плазмонов может дать информацию о внутренней структуре сверхпроводника.

Спектр плазмонов в S-сверхпроводнике критически зависит от величины параметра порядка, который, в свою очередь, определяется распаривающими факторами, такими как магнитное поле, протекающий транспортный ток или наличие слабого ферромагнетизма. Доклад посвящен изучению влияния развития LOFF-неустойчивости на дисперсию поверхностных плазмонов в тонких пластинках и проволоках магнитных сверхпроводников.

Для описания поверхностных плазмонов воспользуемся феноменологической моделью, предложенной в [2]. Она основывается на временном уравнении Гинзбурга-Ландау и использовании квазиклассического выражения для химического потенциала электронов сверхпроводника, приближенно совпа-

дающего с химическим потенциалом идеального ферми-газа. Уравнение для химического потенциала выводится из предположения, что полный ток представляет собой сумму сверхпроводящего и нормального токов, и требования соблюдения уравнения непрерывности.

Основные уравнения

Феноменологическая система уравнений, описывающая динамику параметра порядка ψ , электрического и химического потенциалов φ, Φ , электрического $\mathbf{E} = -\kappa (\dot{\mathbf{A}} + \kappa^{-1} \nabla \varphi)$, и магнитного $\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}$ полей, в безразмерных переменных имеет вид $u(\partial_t \psi + i\Phi \psi) + \delta F / \delta \psi^* = 0$, где свободная энергия определяется выражением,

$$F = F_0 + \int (|D\psi|^2 + \chi^2 |D^2\psi|^2 - |\psi|^2 + |\psi|^4) / 2dV,$$

а $D = (\kappa^{-1} \nabla - i\mathbf{A})$ есть оператор ковариантной производной. Член с четвертой производной должен быть учтен при аномальной малости и смене знака коэффициента a при второй производной. Этим параметром можно управлять путем изменения магнитного поля и температуры. Отрицательный знак соответствует ЛОФФ неустойчивости. Полный ток есть сумма нормального и сверхпроводящего токов

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_s, \mathbf{j}_n = (-\mathbf{A} - \kappa^{-1} \nabla \Phi), 2\mathbf{j}_s = -\delta F / \delta \mathbf{A},$$

а уравнение непрерывности, из которого должен быть определен химический потенциал, запишется

в виде $s(\partial_t \Phi - \partial_t \varphi) + \text{div } \mathbf{j} = 0$. Используя уравнение для параметра, порядка его можно представить в форме

$$s \partial_t \Phi - \kappa^{-1} \Delta \Phi + u \kappa f^2 \Phi = -u \kappa f^2 \partial_t \theta + s \partial_t \varphi + \partial_t \text{div } \mathbf{A},$$

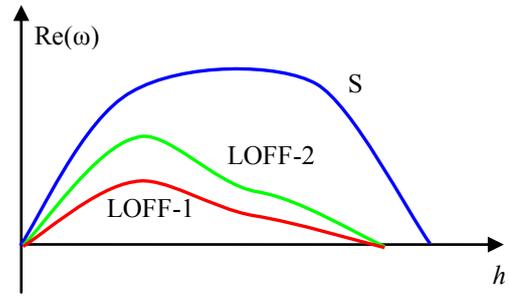
где f, θ есть модуль и фаза параметра порядка. Эти уравнения, будучи дополнены уравнениями Максвелла $\text{div } \mathbf{E} = \rho$, $\text{rot } \mathbf{B} = \mathbf{j} + q \partial_t \mathbf{E}$, представляют замкнутую систему уравнений. Система уравнений содержит 4 безразмерных параметра: параметр Гинзбурга-Ландау $\kappa = \lambda \xi^{-1}$, параметр $u = \tau_{GL} \tau_{EM}^{-1}$, характеризующий отношение времен релаксации параметра порядка $\tau_{GL} = \xi^2 D^{-1}$ и времени диффузии магнитного поля $\tau_{EM} = 4\pi \sigma \lambda^2 c^{-2}$, электромагнитный параметр квазистатичности $q = \xi \lambda c^{-2} \tau_{EM}^{-2}$ и дебаевский параметр $s = q \lambda^2 \lambda_D^{-2}$. При $u = 12, s = u \kappa, a = 1, \chi = 0$ приведенная система переходит в модель, описывающую динамику сверхпроводника с магнитными примесями, выведенную в [3]. На границе сверхпроводника и вакуума мы будем требовать выполнение естественных граничных условий для химического потенциала $\mathbf{n} \nabla \Phi = 0$, параметра порядка $\chi^2 D^2 \psi = 0$, $\mathbf{n} a D \psi - \chi^2 \mathbf{n} D^3 \psi = 0$, и условия непрерывности тангенциальных компонент полей $[\mathbf{n} \times \mathbf{B}]$, $[\mathbf{n} \times \mathbf{E}]$.

Плазмоны в тонкой пластинке

Рассмотрим задачу о поверхностном плазмоне, бегущем вдоль оси z по тонкой, $d \ll 1$, сверхпроводящей пластинке $-d/2 < x < d/2$, окруженной вакуумом. Будем считать, что $a < 0$ и сверхпроводник находится в неоднородном LOFF-состоянии. Существуют 2 типа расслоения: с однородным модулем параметра порядка и бегущей фазой $f = f_0 \exp i q z$ (LOFF-1) и неоднородным модулем параметра порядка $f = 2f_0 \cos q z$ (LOFF-2). В рассматриваемой модели предпочтительным является первое решение, однако незначительная модификация может сделать предпочтительным второе решение. Эти решения различаются своими электродинамическими свойствами, и это отличие может быть использовано для идентификации типа расслоенного состояния. Запишем выражение для линеаризованного в окрестности LOFF-решений сверхтока, имеющее вид

$$\delta \mathbf{j} = \chi^2 f_0^2 \left[\mathbf{z}_0 4v_0^2 \delta v_z + 4\kappa^2 f_0 v_0 \Delta \delta f - \kappa^{-2} \Delta \delta \mathbf{v} \right],$$

где второе слагаемое в скобках – член, присутствующий только в «однородной» LOFF-1-фазе. Поскольку $v_0^2 = -a/2\chi^2$, то экранировка в окрестности перехода в LOFF-фазу аномально мала, не-



смотря на конечность модуля параметра порядка. Амплитудой параметра порядка можно управлять, прикладывая внешнее магнитное поле параллельно пленке. Отличие электродинамических характеристик однородной фазы и двух LOFF-фаз проявляется в спектре поверхностных плазмонов. Видно, что из-за существования четвертой производной выражения для тока содержат нелокальные по скорости члены. В докладе показано, что эти члены будут приводить к искажению дисперсии плазмонов.

Линеаризуя уравнения в окрестности стационарного решения $f = f_0 + \delta f$, $\theta = \kappa v_0 z + \delta \theta$ и отыскивая решения для вектора возмущений внутри и снаружи, затем сшивая решения с помощью граничных условий, получим зависимость частоты от продольного волнового числа $\omega(h)$ для поверхностных плазмонов, распространяющихся вдоль тонкой сверхпроводящей пленки или проволоки.

Качественный вид дисперсии плазмонов для однородной S, LOFF-1 и LOFF-2 фаз показан на рисунке. Видно, что при переходе в LOFF-состояние поверхностные плазмоны значительно смягчаются и из-за того, что с ростом продольного волнового числа нарастает роль нелокальных членов, обусловленных пространственной дисперсией. Таким образом, можно заключить, что по изменению дисперсии поверхностных мод можно определить характер LOFF-фазы.

Работа была частично поддержана РФФИ, грант №15-02-05793 и РНФ -№15-12-10020.

Литература

1. J.E. Mooij, G. Shon. Propagating plasma mode in thin superconducting filaments // PRL, **55**, 114 (1985); I.O. Kulik, Sov.Phys. JETP, **38**, 1008 (1974)
2. T.J. Rieger, D.J. Scalapino, J.E. Mercereau. Charge Conservation and Chemical Potential in Time Dependent Ginzburg-Landau Theory // PRL, **27** 1787 (1971).
3. Л.П. Горьков и Г.М. Элиашберг // ЖЭТФ, **54**, 612 (1968); Sov.Phys. JETP, **27**, 328 (1968).
4. A.I. Buzdin, M.L. Kulich. Unusual Behavior of Superconductors near the Tricritical Lifshitz Point // Journal of Low Temperature Physics, **54**, 203 (1984).

Параметрический и спин-вентильный эффект в структурах Nb/Но

В.Н. Кушнир

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013.
*vnkushnir@gmail.com

Установлено, что аномальное поведение критических зависимостей, измеренных на эпитаксиальной структуре Но/Nb/Но, есть следствие дрейфа материальных параметров структуры при изменении толщины ферромагнитного слоя. Дана физическая интерпретация параметрического эффекта.

Введение

Эффект «спинового вентиля» в наноструктурах сверхпроводник(S)/ферромагнетик(F) состоит в зависимости критической температуры их сверхпроводящего состояния от взаимного направления магнитных моментов ферромагнитных слоев [1]. В недавних экспериментах на структуре Но/Nb/Но был получен эффект, удовлетворяющий критериям для использования в спинтронике. А именно, разность между критическими температурами магнитных состояний с параллельными (P) и антипараллельными (AP) намагниченностями, $\Delta T_c = 0.4$ К, оказалась много большей ширины сверхпроводящего резистивного перехода при высоких критических температурах ($T_{cP} \sim T_{cAP}, \sim 3$ К) [2, 3]. Однако более значимым представляется другой результат, а именно «квази-S/N»-поведение зависимостей $T_{cP}(d)$, $T_{cAP}(d)$ (d – толщина F-слоя с регулируемым направлением магнитного момента, N – нормальный металл). В данной работе, в рамках формализма уравнений Узалея, дана трактовка экспериментальных результатов, полученных в [2, 3].

Критические температуры структур Nb/Но и Но/Nb/Но

Выводы работы [3] в значительной степени основаны на оценках параметров системы из зависимости критической температуры, T_c , от толщины S-слоя, d_S , измеренной для двухслойной эпитаксиальной структуры Nb/Но(d) [2], включающей образцы с толщинами слоев $d = 12$ нм и $d_S = 15$ –20 нм (Рис.1). В диффузионном приближении S/F-система характеризуется следующими эффективными параметрами: критической температурой T_S массивного сверхпроводника, длинами когерентности ξ_S и ξ_F , обменной энергией E_{ex} , отношением нормальных

низкотемпературных удельных сопротивлений S- и F-слоя, $p = \rho_S/\rho_F$, коэффициентом \mathcal{T} квантово-механической прозрачности. Моделирование экспериментальной характеристики привело к следующим результатам. 1. Для любого $E_{ex} \geq 50$ К существует бесконечное множество теоретических кривых, которые воспроизводят экспериментальную характеристику при разумных значениях материальных параметров. 2. Не найдены удовлетворительные аппроксимации экспериментальных характеристик теоретическими кривыми $T_c(d_S)$ при значениях длин когерентности ξ_S и $\xi_F > 20$ нм. Примеры теоретических зависимостей $T_c(d_S)$, рассчитанных при больших значениях параметра E_{ex} (при этом удовлетворяются условия диффузионного предела), показаны на рисунке 1.

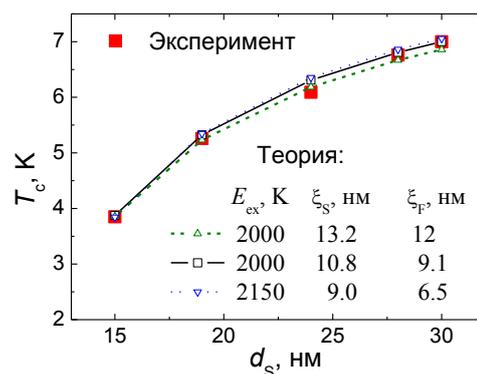


Рис. 1. Экспериментальная и теоретические зависимости критической температуры структуры Nb/Но от толщины слоя Nb

Зависимости $T_c(d)$ измерены авторами работы [3] на серии эпитаксиальных структур Но(d_0)/Nb/Но(d), включающей 3 образца с фиксированной толщиной $d_0 = 10$ нм и толщинами d , равными 10 нм, 40 нм и

70 нм (см. рисунок 2). Не преследуя цель моделирования экспериментальных характеристик, покажем, как возникает их квази-S/N-поведение. Для этого обратим внимание на то, что структура характеризуется малыми значениями отношения нормальных удельных сопротивлений S- и F-слоев, ρ . В этом случае оказывается существенной зависимость длины свободного пробега λ и, соответственно, удельного сопротивления тонкой пленки от ее толщины [4]. Принимая во внимание эту зависимость, рассчитаем критические температуры $T_{cP}(d)$ и $T_{cAP}(d)$ для $d_S = 30$ нм при произвольном наборе параметров, найденном по характеристике $T_c(d_S)$ (например, $E_{ex} = 2000$ К, $T_S = 9.2$ К, $p = 0.05$, $\xi_S = 10.8$ нм, $\xi_F = 9$ нм). Результат расчета представлен на рис. 2. Для сравнения на этом же рисунке показаны зависимости $T_{cP}(d)$, $T_{cAP}(d)$, рассчитанные при тех же параметрах, но при фиксированном значении параметра p , и, кроме того, приведен участок зависимости критической температуры от толщины N-слоя S/N-структуры Nb/Cu/Nb [5].

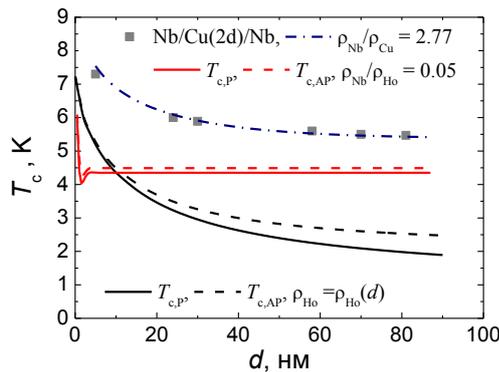


Рис. 2. Критические температуры структуры $F(d_0)/S/F(d)$, рассчитанные со значением параметра $E_{ex} = 2000$ К с учетом и без учета дрейфа параметра p (линии). Измеренные (символы) и рассчитанные критические температуры структуры Nb/Cu/Nb [5]

Из рисунка 2 видим, что зависимости $T_{cP}(d)$, $T_{cAP}(d)$, рассчитанные для системы Nb/Но без учета дрейфа удельного сопротивления F-слоя, типичны для S/F-структуры с сильным ферромагнетиком. Как только мы учитываем дрейф, их форма меняется и становится подобной характеристике системы Nb/Cu [5]. При этом величина спин-вентильного эффекта растет при увеличении толщины F-слоя. В частности, при $d \sim 40 - 90$ нм $\Delta T_c \sim 0.4 - 0.6$ К. Эти значения,

так же как и значения критических температур, близки к экспериментальным [3].

В предлагаемой здесь трактовке наблюдаемое квази-S/N-поведение характеристики $T_c(d)$ обязано как раз большим значениям обменной энергии и удельного сопротивления F-материала. Большая обменная энергия, E_{ex} , определяет сильное подавление сверхпроводимости в F-слое, так что сверхпроводящий конденсат проникает на глубину всего в несколько атомных слоев. С увеличением толщины F-слоя глубина проникновения куперовских пар, $\sim \zeta_F$, почти не изменяется, но, в силу уменьшения его сопротивления, интенсивность процесса диффузии через S-F-границу и, соответственно, разрушения куперовских пар возрастает, что приводит к падению критической температуры. Благодаря малому значению характерной длины затухания сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике, ζ_F , очень быстро достигается асимптотическое поведение параметра порядка, далее, при увеличении толщины F-слоя каждое значение T_c при $d \gg \zeta_F$, по сути, является асимптотическим, испытывающим, однако, дрейф из-за дрейфа параметров системы. Ввиду больших значений ρ_{Ho} эффект наблюдаем, поскольку разница между температурами T_S и $T_c(d \rightarrow \infty)$ порядка $p\sqrt{E_{ex}} \sim \sqrt{E_{ex}/\rho_{Ho}}$.

В данном случае на эксперименте мы могли бы наблюдать парадокс: чем больше обменная энергия, тем отчетливее проявляется квази-S/N-поведение на зависимости $T_c(d)$. Очевидно, увеличение интенсивности процесса диффузии приводит и к росту величины спин-вентильного эффекта, поскольку в F1/S/F2-структуре, находящейся в AP-состоянии, возрастает частота образования куперовских пар электронами, проникающими в S-слой из слоев F1 и F2.

Литература

1. A.I. Buzdin // Review of Modern Physics, V. 77, 935 (2005).
2. Y. Gu, J. W. A. Robinson, M. Bianchetti *et al.* // APL Materials, V. 2, 046103 (2014).
3. Y. Gu, G. Halasz, J. W. A. Robinson *et al.* // Physical Review Letters, V. 114, 067201 (2015).
4. D. Movshovitz, N. Wiser // Physical Review B, V. 41. P. 10503 (1990).
5. V.N. Kushnir, E.A. Ilyina, S.L. Prischepa *et al.* // Superlattices and Microstructures, V. 43, 86 (2008).

Экспериментальное исследование роли триплетного спаривания в эффекте сверхпроводящего спинового клапана

П.В. Лексин^{1,4}, А.А. Камашев¹, Н.Н. Гарифьянов¹, А.А. Валидов¹, Я.В. Фоминов^{2,3}, J. Schumann⁴, В. Катаев⁴, В. Büchner⁴, И.А. Гарифуллин^{1,*}

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

2 Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Академика Семенова, 1-а, Черноголовка, 142432.

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

4 Leibniz Institute for Solid State and Materials Research IFW Dresden, Helmholtzstraße, 20, Dresden, D-01171.

*ilgiz0garifullin@gmail.com

Экспериментально изучено сверхпроводящее триплетное спаривание, индуцированное эффектом близости сверхпроводник/ферромагнетик, в структуре сверхпроводящего спинового клапана $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ ($\text{Py}=\text{Ni}_{0.81}\text{Fe}_{0.19}$). Оптимизация параметров этой структуры позволила продемонстрировать полное переключение между нормальным и сверхпроводящим состояниями. Для того чтобы наблюдать в чистом виде триплетный вклад в эффект сверхпроводящего спинового клапана, был использован осциллирующий характер величины обычного эффекта спинового клапана ΔT_c от толщины слоя пермаллоя Py2 d_{Py2} . Для образца с d_{Py2} , при которой ΔT_c , вызванная обычным эффектом спинового клапана, зануляется, наблюдался «чистый» триплетный вклад в эффект спинового клапана, угловая зависимость которого представляет собой симметричную кривую с минимумом вблизи ортогональной конфигурации намагниченностей ферромагнитных слоев Py1 и Py2 .

Введение

В соответствии с теорией [1] генерация дальностой триплетной компоненты (ДТК) в сверхпроводящем конденсате в слоистой тонкопленочной структуре $\Phi 1/\Phi 2/\text{C}$ (где $\Phi 1$ и $\Phi 2$ – это ферромагнитные слои, а C – это слой сверхпроводника) приводит к возникновению минимума в угловой зависимости температуры сверхпроводящего перехода T_c при неколлинеарной конфигурации намагниченностей слоев $\Phi 1$ и $\Phi 2$. В 2012 году нами было получено первое экспериментальное подтверждение этого предсказания при изучении эффекта спинового клапана в структуре $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Pb}$ [2]. Дальнейшие исследования показали, что данная система нестабильна и ее сверхпроводящие свойства деградируют в течение нескольких дней, что затрудняет всестороннее изучение свойств образцов. Было установлено, что деградация происходит вследствие взаимной диффузии атомов железа и свинца через границу раздела $\text{Fe2}/\text{Pb}$ [3]. Эта граница была нами модифицирована введением в нее слоя меди толщиной порядка 2 нм. Слой меди между слоями железа и свинца не повлиял, как и ожидалось, на T_c . Вместе с тем эта модификация привела к стабилизации структуры и к уменьшению вдвое ширины сверхпроводящего перехода [4]. Теория предсказывает, что максимальные вели-

ны стандартного эффекта спинового клапана $\Delta T_c = T_c^{\text{АП}} - T_c^{\text{П}}$ (где $T_c^{\text{П}}$ – это температура сверхпроводящего перехода для параллельной (П) ориентации намагниченностей слоев Fe1 и Fe2 , а $T_c^{\text{АП}}$ – для их антипараллельной (АП) ориентации) достигаются при толщинах Φ -слоев, сравнимых с глубиной проникновения куперовских пар в ферромагнетик $\xi_F = (4\hbar D_F/I)^{1/2}$, где D_F – коэффициент диффузии электронов проводимости в ферромагнетике, I – обменное расщепление зоны проводимости ферромагнетика. Для железа $\xi_F \sim 0.5$ нм. На практике нам не удается исследовать образцы с толщиной слоя Fe меньше, чем 0.5 нм. Это связано с тем, что при таких толщинах Φ -слой оказывается несплошным и его воздействие на сверхпроводимость становится неоднозначным. В связи с этим для того, чтобы наблюдать максимум зависимости $\Delta T_c(d_{\text{F2}})$, необходимо сдвинуть его в сторону больших толщин Φ -слоев. Этот сдвиг будет возможен, если в качестве ферромагнетика использовать не железо, а материал с меньшим I (большей ξ_F). В качестве первого этапа в этом направлении мы использовали пермаллой ($\text{Py}=\text{Ni}_{0.81}\text{Fe}_{0.19}$).

В докладе будут представлены результаты изучения сверхпроводящего триплетного спаривания, индуцированного эффектом близости, в структуре $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$.

Результаты и обсуждение

Для нахождения оптимальных условий приготовления образцов, наряду с измерениями транспортных и магнитных свойств, была использована электронная микроскопия, которая позволила установить, что определяющую роль в величине ΔT_c играет морфология С-слоя. Эффект спинового клапана резко возрастал, когда характер С-слоя менялся от перекрывающихся островков к гладкому [5].

Для серии образцов с различными d_{Py_2} мы изучили зависимость T_c от угла α между направлением поля охлаждения и внешним магнитным полем. Оба были приложены в плоскости образца. Для структуры $CoO_x(3)/Py(3)/Cu(4)/Py(0.6)/Cu(2)/Pb(70)$ мы наблюдали большой стандартный эффект спинового клапана $\Delta T_c^{sing} = 110$ мК (см. Рис. 1а). Как можно заметить из Рис. 1а, при изменении взаимной ори-

ентации намагниченностей от П ($\alpha=0^\circ$) к АП ($\alpha=180^\circ$) T_c изменяется немонотонно, проходя через минимум при неколлинеарной ориентации. Согласно теории, характерный минимум в зависимости $T_c(\alpha)$, который наиболее ярко проявляется вблизи $\alpha=90^\circ$, однозначно свидетельствует о генерации ДТК в сверхпроводящем конденсате [1]. Из Рис. 1а видно, что различие в T_c между АП и перпендикулярной ориентациями составляет уже 130 мК. Это означает, что ДТК дает заметный вклад (порядка 20 мК) в эффект спинового клапана.

Величина эффекта спинового клапана при изменении взаимной ориентации намагниченностей от АП к ортогональной ориентации превышает ширину сверхпроводящего перехода. В связи с этим возникает возможность полного включения и выключения сверхпроводящего тока, благодаря сочетанию стандартного и триплетного эффекта спинового клапана.

В исследованном образце ДТК дает вклад в эффект спинового клапана. Однако триплетный вклад сосуществует со стандартным. Как мы показали в наших предыдущих работах, амплитуда стандартного эффекта спинового клапана может быть подавлена до нуля при определенной толщине d_{Py_2} , вследствие осцилляционного поведения $\Delta T_c(d_{Py_2})$. Эти осцилляции вызваны интерференцией в слое Ф2 парной волновой функции, идущей через границу раздела Ф2/С, с отраженной от границы Ф1/Ф2. Для исследованной нами структуры $CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb$ нулевое значение ΔT_c достигается в интервале $d_{Py_2} \sim 1.5 - 1.7$ нм. И в самом деле, образец с $d_{Py_2}=1.7$ нм демонстрирует «изолированный» триплетный вклад в эффект спинового клапана (см. Рис. 1б). Угловая зависимость T_c для этого образца представляла собой кривую, у которой T_c при $\alpha=0^\circ$ и $\alpha=180^\circ$ совпадает. В то же время при неколлинеарной конфигурации намагниченностей слоев Py1 и Py2 зависимость $T_c(\alpha)$ имеет минимум. В соответствии с теорией [1] для этого образца $\Delta T_c^{triplet}$ меньше, чем для другого образца, данные которого представлены на Рис. 1а. Это связано с тем, что с увеличением d_{Py_2} число куперовских пар, проникающих на границу Py1/Py2, становится меньше.

Работа поддерживалась грантами DFG (грант LE 3270/1-1) и частично РФФИ (грант № 13-02-01389-а и 14-02-00350-а), программами РАН, Министерством образования и науки Российской Федерации и программой "5top100".

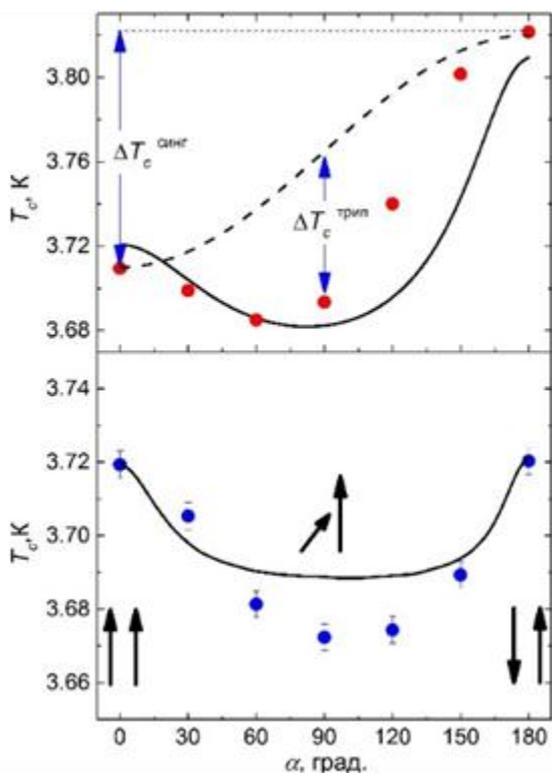


Рис. 1. Эффект спинового клапана для образца $CoO_x(3)/Py(3)/Cu(4)/Py(0.6)/Cu(2)/Pb(70)$ нм. (а) – Угловая зависимость T_c , измеренная в поле $H_c=150$ Э (красные кружки), возможная угловая зависимость величины синглетной компоненты ΔT_c^{sing} (штриховая линия) и теоретической величины (черная сплошная линия). (б) – Образец $CoO_x/Py(3)/Cu(4)/Py(1.7)/Cu(2)/Pb(70)$ нм с нулевой синглетной компонентой. Угловая зависимость T_c , вызванная ДТК, показана синими кружками. Сплошная линия – теоретическая кривая

Литература

1. Ya. V. Fominov *et al.* // Письма в ЖЭТФ, Т. 91, 329 (2010).
2. P.V. Leksin *et al.* // Physical Review Letters, V. 109, 057005 (2012).
3. P. V. Leksin *et al.* // Письма в ЖЭТФ, Т. 97, 478 (2013).
4. P. V. Leksin *et al.* // Physical Review, V. 91, 214508 (2015).
5. P. V. Leksin *et al.* // Nano Research (accepted) (2016).

Флуктуационный переход в резистивное состояние токонесущих сверхпроводящих проволок конечной длины

П.М. Марычев*, Д.Ю. Водолазов

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

*observermp@yandex.ru

В работе найдена энергия порогового возмущения δF_{thr} , переводящего сверхпроводящий мостик в резистивное состояние при токе, меньшем критического I_c . Показано, что для коротких мостиков с длиной $L < \xi$ δF_{thr} растёт при уменьшении длины мостика, а для длинных мостиков с $L \gg \xi$ выходит на насыщение.

Введение

Известно, что переключение сверхпроводника в резистивное состояние происходит при токах, меньших критического тока I_c , если в системе возможно появление возмущения конечной величины [1,2]. Причиной появления таких возмущений являются тепловые или квантовые флуктуации. При достаточно сильном изменении параметра порядка Δ , вследствие флуктуации, в сверхпроводнике развивается неустойчивость, приводящая к появлению конечного сопротивления и диссипации. При наличии достаточно большого тока это может привести к разогреву сверхпроводника и его переключению в нормальное состояние. В данной работе рассчитывается энергия порогового возмущения — т.е. минимального внешнего воздействия, приводящего к таким переключениям, — для сверхпроводящего мостика произвольной длины L как меньшей, так и большей ξ (ξ — длина когерентности).

Модель

Для нахождения порогового возмущения необходимо найти седловое состояние в системе, ближайшее по энергии к основному состоянию. Для длинного ($L \gg \xi$) одномерного сверхпроводящего мостика такая задача была решена в работе Лангера и Амбегаокара [3]. Эти авторы получили выражение для энергии порогового возмущения в зависимости от приложенного тока, которая с хорошей точностью описывается следующим выражением

$$\delta F_{LA} = \frac{4\sqrt{2}}{3} F_0 \left(1 - \frac{I}{I_{dep}} \right)^{5/4}, \quad (1)$$

где $F_0 = \Phi_0^2 S / 32\pi^3 \lambda^2 \xi$, Φ_0 — квант магнитного потока, $S = wd$ — площадь поперечного сечения мостика с шириной w и толщиной d , λ — Лондоновская глубина проникновения магнитного поля, I_{dep} — ток распаривания в модели Гинзбурга–Ландау, совпадающий с ожидаемым критическим током длинного мостика.

В данной работе рассматривается модельная система, состоящая из сверхпроводящего мостика с площадью сечения S и длиной L , соединяющего два сверхпроводящих берега с площадью сечения S_{pad} . Для определения энергии порогового возмущения воспользуемся моделью Гинзбурга – Ландау (ГЛ). Рассматривая мостик с характерным размером $d \ll \xi$, можно считать задачу одномерной и учитывать зависимость только от продольной координаты x . Тогда безразмерное уравнение ГЛ примет следующий вид (мы ищем решение в виде $\Delta(x) / \Delta_{GL} = f(x) \exp(i\varphi(x))$):

$$\frac{d^2 f}{dx^2} - \frac{j^2}{f^3} + f - f^3 = 0, \quad (2)$$

где мы использовали условие постоянства тока в системе $I = const$ ($j = f^2 d\varphi / dx = I / S$ — плотность тока в мостике и $j = I / S_{pad} < I / S$ — плотность тока в берегах). Уравнение (2) дополняется условиями непрерывности тока и параметра порядка на границах мостика, и мы также предполагаем, что вдали от этих границ плотность тока практически равна нулю и параметр порядка достигает своего равновесного значения $f = 1$.

Уравнение (2) решалось численно при произвольных L , а также аналитически в пределе $L \ll \xi$. Для

аналитического нахождения энергии седлового состояния мы воспользовались тем, что на масштабах много меньших ξ параметр порядка меняется быстро, и поэтому в пределе короткого мостика в уравнении (2) можно пренебречь линейным и кубичным членами. Тогда, используя первый интеграл полученного уравнения, мы получим выражение для энергии порогового возмущения

$$\begin{aligned} \frac{\delta F_{thr}}{F_0} = & 2\sqrt{2} \frac{\xi}{L} \left(\sqrt{1 + \sqrt{1 - \gamma^2} - \frac{\gamma^2}{2}} - \right. \\ & \left. - \sqrt{1 - \sqrt{1 - \gamma^2} - \frac{\gamma^2}{2}} \right) + \frac{2}{5} \frac{\xi}{L} \sqrt{1 - \gamma^2} - \\ & - 4\gamma \frac{\xi}{L} \arccos(\gamma), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\gamma = I_c / I$. Примечательно, что при выводе (3) необходимо учитывать изменение Δ в берегах. Иначе энергия седлового состояния будет принимать отрицательное значение в большой области токов. Результаты численного расчёта δF_{thr} для мостиков различной длины и их сравнение с аналитическими выражениями (1) и (3) представлены на рис. 1.

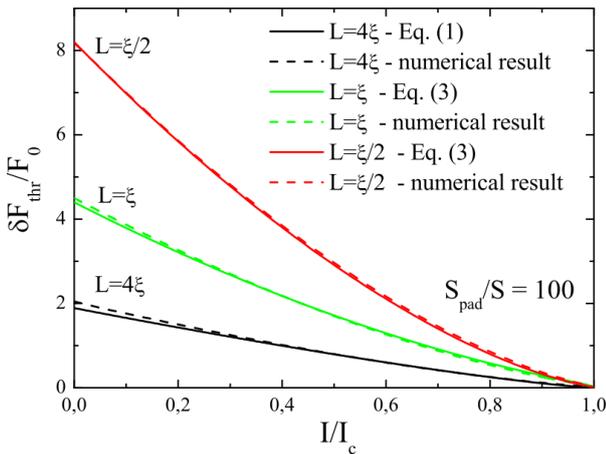


Рис. 1. Зависимость энергии порогового возмущения от тока для мостиков различной длины и отношения площадей $S_{pad}/S=100$.

Если формально использовать уравнение (3) для мостиков произвольной длины, то зависимость $\delta F_{thr}(L)$ при $I \rightarrow 0$ имеет следующий вид:

$$\frac{\delta F_{thr}}{F_0} (I \rightarrow 0) = \frac{4\xi}{L} + \frac{2L}{5\xi}. \quad (4)$$

На рис. 2 представлено сравнение зависимости (4) с численными расчётами. Хотя, согласно формуле (4), эта зависимость должна иметь минимум, численные расчёты это не подтверждают, и при увеличении длины мостика $\delta F_{thr}(L)$ монотонно уменьшается, выходя на известное значение $\delta F_{thr}(0) / F_0 \approx 1.89$.

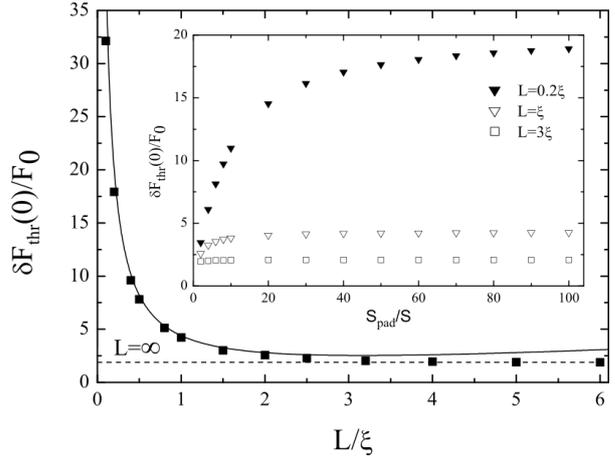


Рис. 2. Зависимость энергии порогового возмущения в пределе $I \rightarrow 0$ от длины мостика при $S_{pad}/S=100$. На вставке изображена зависимость $\delta F_{thr}(0)$ от S_{pad}/S .

Можно оценить конечное (вследствие тепловых флуктуаций) сопротивление короткого мостика R , используя выражение

$$R = R_n \exp\left(-\frac{\delta F_{thr}(0)}{k_B T}\right) = R_n \exp\left(-\frac{I_0 \hbar}{ck_B T} \frac{\xi}{L}\right), \quad (5)$$

где R_n — сопротивление в нормальном состоянии. Видно, что R экспоненциально уменьшается с уменьшением длины мостика. Таким образом, берега приводят к уменьшению R , но только для достаточно коротких мостиков с $L < \xi$.

Работа была поддержана грантом РФФИ 15-42-02365.

Литература

1. T. Fulton and L. N. Dunkleberger // Physical Review B, V. 9, 4760 (1974).
2. M. Sahu, M. H. Bae, A. Rogachev, D. Pekker, *et al.* // Nature Physics, V. 5, 503 (2009).
3. J.S. Langer and V. Ambegaokar // Physical Review, V. 164, 498 (1967).

Увеличение критического тока YBCO в структурах $Al_2O_3/CeO_2/ YB_2C_3O_{7-\delta} /CeO_2$

Д.В. Мастеров¹, С.А. Павлов¹, А.Е. Парафин^{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, 603950.

*parafin@ipmras.ru

Были проведены исследования влияния отжига и осаждения нанометровой пленки CeO_2 на критический ток и другие электрофизические параметры $YB_2C_3O_{7-\delta}$ -мостиков. Отжиги и осаждение CeO_2 проводились при температуре роста пленки $YB_2C_3O_{7-\delta}$. Показано, что в зависимости от величины давления кислорода при отжиге существенно меняется величина критического тока, а осаждение нанометровой пленки CeO_2 может значительно увеличивать его значение.

Определение технологических параметров, способствующих увеличению плотности критического тока пленок $YB_2C_3O_{7-\delta}$ (YBCO), является актуальной задачей как для выяснения физических механизмов, отвечающих за этот параметр, так и для практических применений.

Были исследованы мостики, изготовленные на пленках YBCO, полученных лазерным (пленка L126) и магнетронным (пленка МР 192) напылением. Пленки были выращены на подложках из сапфира с буферным слоем CeO_2 . Осаждение буферного слоя CeO_2 и нанометровых пленок CeO_2 проводилось методом лазерного распыления. Описание ростовых установок приведено в работах [1, 2]. Пленка L126 напылялась при $T_r = 850^\circ C$ и давлении кислорода $P = 20$ Па, а пленка МР3.192 - при $T_r = 850^\circ C$ и давлении смеси $Ar(50\%)-O_2$ $P = 75$ Па. После завершения роста пленок в реактор напускался кислород до атмосферного давления, затем нагреватель выключался и подложка охлаждалась до комнатной температуры. Формирование мостиков на пленке L126 проводилось стандартной фотолитографией и химическим травлением, на пленке МР3.192 мостики формировались методом «задающей маски» [будет опубликовано]. Толщина у обеих пленок была около 150 нм, ширина мостиков - 50 мкм. Контакты наносились термическим напылением серебра через маску. Отжиги и напыление нанометровых слоев CeO_2 проводились при температуре роста пленки YBCO $T_r = 850^\circ C$. Электрофизические измерения проводились стандартным четырехзондовым методом с использованием прижимных зондов.

На рисунках показаны зависимости следующих параметров: критическая температура T_c , сопро-

тивление мостика при комнатной температуре R_{300K} , величина критического тока I_c при температуре 77 К, $\gamma = R_{300K}/R_{100K}$ - отношение сопротивлений при комнатной температуре и при 100 К. Параметры были измерены после изготовления мостиков, после проведения отжига и напылений нанометровой пленки CeO_2 .

Начальная стадия процесса роста пленки YBCO, отжига или напыления нанометровой пленки CeO_2 проводилась следующим образом: сначала в камере создавалось рабочее давление кислорода, затем происходил нагрев подложки до заданной температуры. Напыление нанометровой пленки CeO_2 проводилось при давлении кислорода $P = 20$ Па. Отметим, что завершающая стадия роста пленки YBCO, так же как и всех последующих процессов, была одинаковой - в реактор напускался кислород до давления 100 кПа, после напуска нагреватель выключался, и подложка охлаждалась до комнатной температуры. Таким образом, на завершающей стадии всех процессов пленка около одной минуты находилась при $T = 850^\circ C$ и атмосферном давлении кислорода.

На Рис.1 приведены данные для образца L126, а на Рис.2 - для МР3.192. Отжиг в кислороде образца L126 при 20 Па снижает параметры по сравнению с исходными (процесс 1 на Рис.1). Напыление пленки CeO_2 толщиной 4 нм на образец L126 (процессы 2 и 3 Рис.1) привело к тому, что все параметры стали лучше исходных. Дальнейшее увеличение толщины CeO_2 до 8 нм (процессы 4 и 5 Рис.1) не привело к заметному изменению параметров. Значительное увеличение толщины (процессы 6 и 7 Рис.1) привело к резкому падению критического тока и росту сопротивления R_{300K} , T_c при этом не изменилась.

Параметр γ в процессах 0-5 Рис.1 не менялся, его уменьшение произошло при значительном увеличении толщины CeO_2 (процессы 6 и 7), что свидетельствует об изменении механизмов рассеяния нормальных носителей.

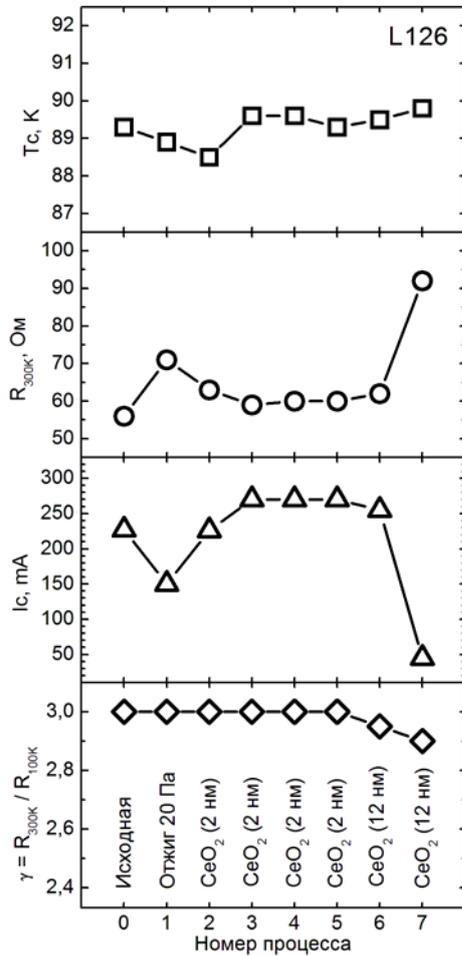


Рис. 1. Изменение параметров образца L126

Для образца MP3.192 максимальная деградация, т.е. уменьшение T_c и I_c , и увеличение R_{300K} происходят при отжиге с давлением кислорода 100 кПа (процесс 1 Рис.2). Отжиг в кислороде при 20 Па (процесс 2 Рис.2) привел к частичному восстановлению параметров. Напыление CeO_2 толщиной 5 нм (процесс 3 Рис.2) привело к полному восстановлению параметров. Комбинированный отжиг 5 мин при 20 Па кислорода и 5 мин при 100 кПа привел к значениям I_c и R_{300K} , как и при процессе 2 Рис.2. Напыление по 5 нм CeO_2 (процесс 5 Рис.2) полностью восстановило исходные параметры, повторное напыление (процесс 6) не изменило параметры образца. Таким образом, для образца MP3.192 превзойти исходные параметры не получилось.

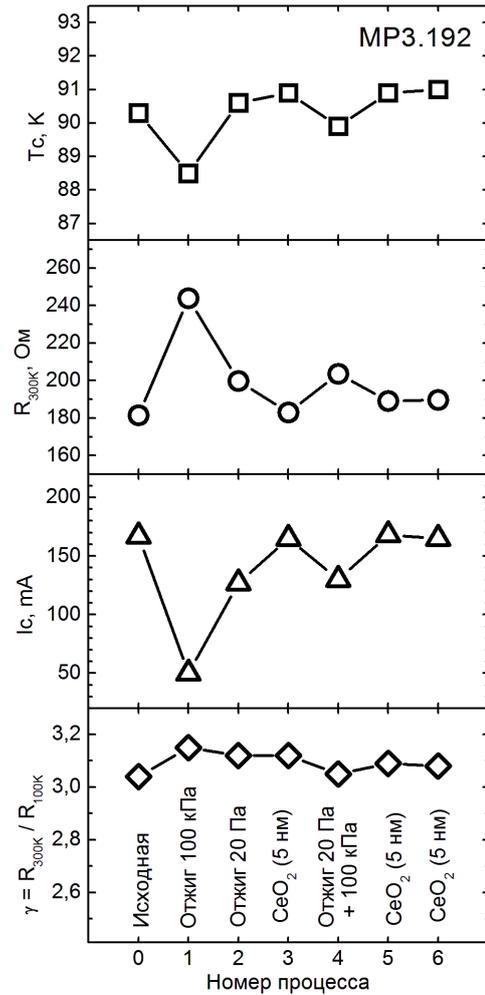


Рис. 2. Изменение параметров образца MP3.192

Выводы

Структуры YBCO, полученные лазерным и магнетронным методом, качественно одинаково откликаются на одинаковые воздействия.

Отжиг YBCO-структур при температуре роста и давлении кислорода 100 кПа приводит к деградации параметров, что свидетельствует о критичности завершающей стадии роста.

Нанесение нанометровой пленки CeO_2 приводит к росту критического тока или к стабилизации параметров YBCO структуры.

Литература

1. Ю.Н. Дроздов, Д.В. Мастеров, С.А. Павлов и др. // ЖТФ, Т. 85, Вып. 11, С. 109-116 (2015).
2. E.A. Vopilkin, A.N. Panin, A.E. Parafin *et al.* // Review of Scientific Instruments, V. 72, N. 8, P.3328-3331 (2001).

Динамический переход Мотта металл-изолятор в вихревой решетке наноперфорированных плёнок TiN

А.Ю. Миронов^{1, 2, *}, С.В. Постолова^{1, 2}, V.M. Vinokur³, А.В. Латышев¹, Т.И. Батурина^{1, 2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, Россия, 630090.

² Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

³ Material Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA.

*mironov@isp.nsc.ru

Представлены результаты экспериментального исследования нелинейного транспорта в наноперфорированных плёнках нитрида титана. Обнаружены индуцированные постоянным током многократные изменения локальных минимумов в дифференциальном сопротивлении на максимумы и обратно в магнитном поле, отвечающем целому числу квантов магнитного потока на ячейку. Такое поведение дифференциального сопротивления связано с индуцированными постоянным током вихревыми переходами Мотта изолятор–металл и металл–изолятор.

Введение

Известно, что в наноструктурированных системах, таких как регулярные решётки сверхпроводящих островков на несверхпроводящей подложке или регулярные решётки отверстий в сверхпроводящей плёнке, наблюдаются осцилляции в зависимостях сопротивления от магнитного поля (B) с периодом B_0 , соответствующим кванту магнитного потока ($\pi\hbar/e$) на площадь ячейки [1, 2]. Недавно было обнаружено, что пропускание постоянного тока через квадратную решётку сверхпроводящих островков Nb на золотой подложке приводит к кардинальному изменению вида осцилляций дифференциального магнитосопротивления $dV/dI(f)$ – минимумы при целом и полуцелом числе квантов магнитного потока $f = B/B_0$ на ячейку сменяются максимумами при достижении некоторого порогового тока [3]. Такое поведение системы отвечает динамическому переходу из состояния вихревого моттовского изолятора [4] в металлическое.

В данной работе мы представляем результаты исследования дифференциального магнитосопротивления наноперфорированной плёнки нитрида титана, которые показывают, что при пропускании постоянного тока и/или изменении температуры плёнки происходят как вихревые моттовские переходы изолятор–металл, аналогичные переходам в решётке сверхпроводящих островков [3], так и ранее не наблюдавшиеся переходы металл–изолятор.

Методика эксперимента

В качестве исходного материала использовалась плёнка нитрида титана толщиной 5 нм, изготовленная методом атомарно-слоевого осаждения. Методом фотолитографии изготавливались структуры в виде холловских мостиков, состоящие из трёх областей. Далее в одной из областей методом электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением были созданы квадратные решётки отверстий диаметром 120 нм с периодом 200 нм. Эксперименты состояли в измерении магнитопольевых зависимостей дифференциального сопротивления $dV/dI(I_b, T_b, B)$ при различных значениях постоянного тока и температуры. Далее было проведено численное интегрирование и получены зависимости сопротивления $V/I(I_b, T_b, B)$. Измерения проводились по стандартной четырехточечной схеме на переменном токе $I_{ac} = 1$ нА низкой частоты $f = 1$ Гц с добавлением постоянного тока $I_{dc} = 0 \div 400$ нА. Магнитное поле B было направлено перпендикулярно поверхности пленки. Транспортные и сверхпроводящие свойства схожих образцов подробно исследовались в работах [5, 6]. Параметры исходной плёнки были следующими: коэффициент диффузии $D = 0.32$ см²/с, сверхпроводящая длина когерентности $\xi(0) = 9.3$ нм, критическая температура сверхпроводящего перехода $T_c = 1.12$ К, глубина проникновения магнитного поля $\lambda(0) = 2.4$ мкм, ширина сверхпроводящей ще-

ли $\Delta = 0.22 \text{ мэВ}$ и плотность состояний на уровне Ферми $\nu = 8.3 \cdot 10^{46} \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$.

Результаты

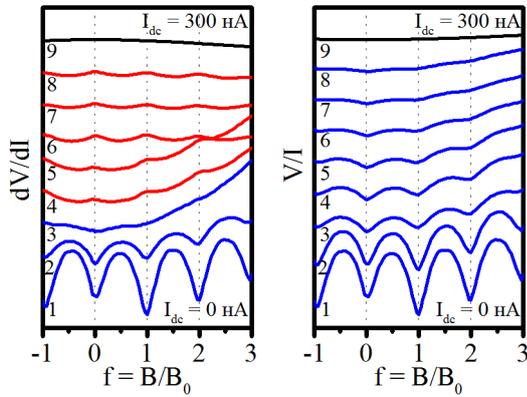


Рис. 1. Зависимости дифференциального сопротивления (слева) и сопротивления (справа) (в относительных единицах) от магнитного поля при постоянных токах $I_{dc} = (1) - 0$, (2) – 100, (3) – 200, (4) – 210, (5) – 220, (6) – 230, (7) – 240, (8) – 250 и (9) – 300 нА. Температура $T = 0.6 \text{ К}$. Синим цветом показаны зависимости с минимумами, а красным – с максимумами при целом числе квантов потока, черным цветом показана зависимость без осцилляций

Обнаружено, что при температурах от 0.5 до 0.7 К и малых токах ($I_{ac} \sim I_{dc} \sim 1 \text{ нА}$) наблюдаются осцилляции по магнитному полю как в сопротивлении $V/I (f = B/B_0)$, так и в дифференциальном сопротивлении $dV/dI (f)$, характерные для регулярных джозефсоновских сеток (см. рис. 1). Увеличение постоянного тока I_{dc} приводит к уменьшению относительной амплитуды осцилляций $V/I (f)$ вплоть до их полного исчезновения. В случае дифференциального магнитосопротивления $dV/dI (f)$ увеличение тока приводит сначала к уменьшению амплитуды осцилляций, затем при некотором пороговом токе происходит переворот осцилляций, то есть минимумы $dV/dI (f)$ при целых значениях f сменяются максимумами, и, далее, происходит увеличение их амплитуды. Затем амплитуда осцилляций достигает максимума и начинает уменьшаться до нуля. Следует подчеркнуть, что во всем диапазоне токов в зависимостях $V/I (f)$ наблюдаются только минимумы при целых f . Такое поведение системы аналогично ранее обнаруженному динамическому вихревому переходу Мотта изолятор–металл в решетках сверхпроводящих островков [3].

Понижение температуры ниже 0.5 К драматически изменяет вышеописанную картину. Результаты исследования $dV/dI (f)$ при температуре 0.2 К представлены на рис. 2. При увеличении постоянного тока наблюдаются *многократные* изменения максимумов $dV/dI (f)$ при целом числе квантов потока $f = B/B_0$ на минимумы и наоборот. Отметим, что в температурном диапазоне от 0.2 до 0.5 К изменение максимумов на минимумы при целом f наблюдается не только в зависимостях $dV/dI (f)$, но и в зависимостях $V/I (f)$. Подобное поведение ранее не наблюдалось.

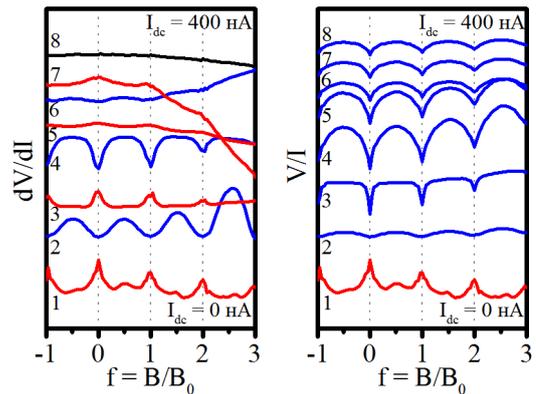


Рис. 2. Зависимости дифференциального сопротивления (слева) и сопротивления (справа) (в относительных единицах) от магнитного поля при постоянных токах $I_{dc} = (1) - 0$, (2) – 200, (3) – 240, (4) – 260, (5) – 290, (6) – 340, (7) – 360 и (8) – 400 нА. Температура $T = 0.2 \text{ К}$. Синим цветом показаны зависимости с минимумами, а красным – с максимумами при целом числе квантов потока, черным цветом показана зависимость без осцилляций

Транспортные измерения выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-02-00803), образцы изготовлены при финансовой поддержке РНФ (грант № 14-22-00143).

Литература

1. A. T. Fiory, A. F. Hebard, S. Somekh // Appl. Phys. Lett., V. 32, 73 (1978).
2. I. Sochnikov, A. Shaulov, Y. Yeshurun, et al. // Nature Nanotech. V. 5, 516 (2010).
3. N. Poccia, T. I. Baturina, F. Coneri, et al. // Science, V. 349, 1202-1205 (2015).
4. D. R. Nelson, V. M. Vinokur // Phys. Rev. B, V. 48, 13060-13097 (1993).
5. T. I. Baturina, V.M. Vinokur, A. Yu. Mironov, et al. // EPL, V. 93, 47002 (2011).
6. T. I. Baturina, S. V. Postolova, A. Yu. Mironov et al. // EPL, V. 97, 17012 (2012).

Триплетный эффект близости в сверхпроводниковых гетероструктурах, содержащих слой полуметалла (half-metal)

С.В. Миронов^{1,*}, А.И. Буздин^{2,§}

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

² University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France.

*sermironov@rambler.ru, §alexandre.bouzdine@u-bordeaux.fr

Построено теоретическое описание эффекта близости в сверхпроводниковых гетероструктурах, содержащих слой полуметалла (half-metal). Показано, что в таких структурах возникает ряд необычных явлений, связанных с полной спиновой поляризацией электронов, таких как гигантский эффект спинового вентиля и аномальный эффект Джозефсона (формирование фиконтакта). Для описания указанных явлений предложены два микроскопических подхода: теория Узаделя с граничными условиями, учитывающими спиновую поляризацию в полуметалле, а также теория Горькова для гетероструктур со слоями атомной толщины, допускающая точное аналитическое решение. Показано, что полученные результаты хорошо согласуются с недавними экспериментами по изучению эффекта близости в системах MoGe/Ni/Cu/CrO₂.

Введение

Спин-поляризованные сверхпроводящие состояния привлекают растущий интерес в связи с возможностью их применения для управления током и намагниченностью в устройствах сверхпроводниковой спинтроники. Несмотря на то, что формирование таких состояний невозможно в обычных сверхпроводниках s-типа, они могут быть реализованы в искусственных гетероструктурах, содержащих сверхпроводник и несколько ферромагнитных слоев с различной ориентацией магнитных моментов.

В настоящей работе изучены особенности формирования спин-поляризованных состояний в многослойных системах, содержащих слой сильного ферромагнетика (полуметалла). Показано, что полная поляризация электронных спинов в полуметалле приводит к качественно новым эффектам, таким как гигантский триплетный эффект спинового вентиля и аномальный эффект Джозефсона [2].

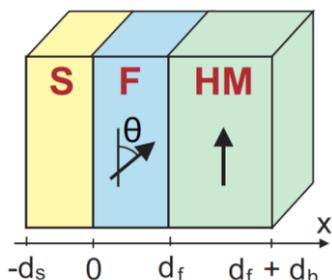


Рис. 1. Схематическое изображение спинового вентиля S/F/HM. Обменное поле h в ферромагнетике составляет угол θ с осью квантования спина в полуметалле

Эффект спинового вентиля

Для изучения влияния полуметалла на эффект спинового вентиля была рассмотрена трехслойная гетероструктура, показанная на рисунке 1. В диффузном пределе для расчета зависимости критической температуры T_c такой системы от угла θ использовалось линеаризованное уравнение Узаделя для аномальной функции Грина $f = f_s + \mathbf{f}_t \boldsymbol{\sigma}$. Предполагалось, что внутри полуметалла только одна компонента функции Грина, соответствующая сверхпроводящим корреляциям с проекцией спина $S_z = 1$, отлична от нуля, тогда как все остальные компоненты обращаются в ноль на границе F/HM. Данное условие существенно отличает полуметалл от слабого ферромагнетика, в котором модули компонент функции Грина с $S_z = +1$ и $S_z = -1$ совпадают. Следствием спиновой поляризации электронов в полуметалле является возникновение в слоях S и F дополнительной спин-триплетной компоненты вектора \mathbf{f}_t , перпендикулярной обменному полю в F слое и оси квантования спинов в полуметалле. Данная триплетная компонента создает дополнительный канал утечки куперовских пар из сверхпроводника и способствует подавлению критической температуры системы при $\theta \neq 0$. Зависимости $T_c(\theta)$, полученные на основе аналитического решения уравнения Узаделя, показаны на Рисунке 2. Основной особенностью данных зависимостей является их симметрия относительно угла $\theta = \pi/2$, связанная с отсутствием синглетных и короткодействующих

триплетных корреляций с проекцией спина $S_z = 1$ в полуметалле и экспериментально наблюдаемая для спиновых вентилях MoGe/Ni/Cu/CrO₂ [3].

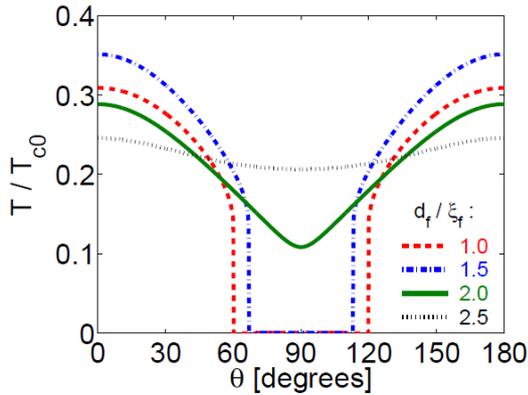


Рис. 2. Зависимости критической температуры спинового вентиля S/F/HM от угла Θ для различных значений толщины ферромагнетика d_f . Для расчетов использовались следующие параметры системы: $d_s = 0.5\xi_{s0}$, $h / 4\pi T_{c0} = 2$, $d_h = (D_h / 4\pi T_{c0})^{1/2}$, $D_s / D_f = \sigma_s / \sigma_f = 10^3$, $D_h / D_f = \sigma_h / \sigma_f = 10^{-3}$

Для сравнения был проведен анализ точно решаемой модели системы S/F/HM атомарной толщины, который подтвердил существование дополнительной компоненты функции Грина и симметрию зависимостей $T_c(\Theta)$. При этом величина характерного изменения критической температуры немонотонно зависит от величины обменного поля h в F-слое и имеет максимум при $h \sim 4\pi T_{c0}$, где T_{c0} – критическая температура изолированного сверхпроводника.

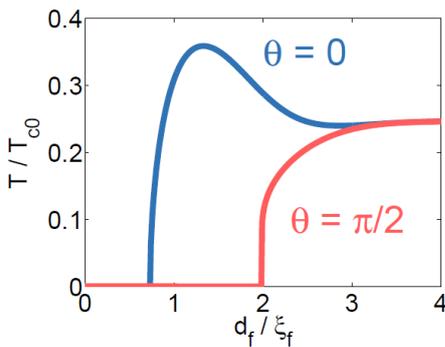


Рис. 3. Зависимости критической температуры от толщины ферромагнитного слоя при $\Theta = 0$ (синяя кривая) и $\Theta = \pi / 2$ (красная кривая). Параметра системы те же, что и на рисунке 2.

Другой важной особенностью поведения T_c является пороговый характер возникновения сверхпроводимости при увеличении толщины F-слоя (см. рисунок 3). При этом различие пороговых толщин для разных ориентацией обменного поля в F-слое при-

водит к гигантскому эффекту спинового вентиля: максимум T_c для $\Theta = 0$, имеющий порядок критической температуры изолированного сверхпроводника, может соответствовать нулевой T_c для $\Theta = \pi / 2$.

Аномальный эффект Джозефсона

В рамках построенной теории эффекта близости в сверхпроводящих гетероструктурах с полуметаллом были проанализированы ток-фазовые характеристики джозефсоновских S/F₁/HM/F₂/S-контактов с некопланарными магнитными моментами в F₁, F₂ и HM-слоях. Показано, что существование дополнительной компоненты функции Грина, обусловленное полной спиновой поляризацией электронов в полуметалле, приводит к возникновению спонтанной разности фаз ϕ_0 , которая равна углу между проекциями магнитных моментов в ферромагнетиках на плоскость, перпендикулярную оси квантования спина в полуметалле.

В отличие от традиционного механизма формирования ϕ_0 -контакта в S/F/S-системах, требующего наличия сильного спин-орбитального взаимодействия, возникновение спонтанной разности фаз в контактах с полуметаллом определяется исключительно геометрией системы. При этом ключевую роль в формировании ϕ_0 -контакта играет дополнительная «перпендикулярная» компонента вектора \mathbf{f}_f . Данная компонента не только преобразует синглетные куперовские пары в дальнодействующие триплетные корреляции, проникающие сквозь полуметалл, но и затем конвертирует их обратно в синглетные корреляции, что является необходимым условием существования в системе джозефсоновского тока.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 15-02-04116), French ANR “MASH”, NanoSC COST Action MP1201.

Литература

1. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // Physical Review Letters, V. 86, 4096 (2001).
2. S. Mironov, A. Buzdin // Physical Review B, V. 92, 184506 (2015).
3. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, J. Aarts // Physical Review X, V. 5, 021019 (2015).

Магнитный эффект близости на границе купратного сверхпроводника с оксидным спиновым клапаном

Г.А. Овсянников^{1,2*}, В.В. Демидов¹, Ю.Н. Хайдуков³, Л. Мустафа³, К.И. Константиан¹, А. Калабухов², Д. Винклер²

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 125009, Москва, Россия.

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

³ Max-Planck Institute for Solid State Research, D-70569, Stuttgart, Germany.

*gena@hitech.cplire.ru

Гетероструктура, состоящая из купратного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и спинового клапана рутенат/манганит ($\text{SrRuO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$), была исследована методами СКВИД-магнитометрии, ферромагнитного резонанса и нейтронной рефлектометрии. Было показано, что из-за влияния магнитного эффекта близости в сверхпроводящей части гетероструктуры возбуждается магнитный момент, а в композитной ферромагнитной прослойке происходит подавление магнитного момента. Величина намагниченности, возникающая в сверхпроводнике, по порядку величины совпадает с расчетами с учетом наведенного магнитного момента атомов Cu (величиной $0.4 \mu_B/\text{Cu}$) из-за орбитальной реконструкции на границе сверхпроводника с ферромагнетиком. Полученная из эксперимента величина характерной длины проникновения магнитного момента в сверхпроводник существенно превышает длину когерентности купратного сверхпроводника, что указывает на доминирование механизма наведенного магнитного момента атомов Cu на границе.

Введение

Проникновение ферромагнитных корреляций в сверхпроводник и сверхпроводящих корреляций в ферромагнетик в настоящее время привлекает повышенный интерес [1]. Из структур на основе купратных сверхпроводников, имеющих малую длину когерентности и анизотропную сверхпроводящую щель, в основном исследовались сверхрешетки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ (YBCO/LCMO), которые выявили наличие магнитного момента в сверхпроводнике [2,3]. На границе купратного сверхпроводника и магнитного материала с помощью рентгеновского дихроизма [2,3] был обнаружен индуцированный магнитный момент атома Cu, ориентированный антипараллельно атомам Mn.

В данной работе экспериментально изучалось изменение магнитного момента гетероструктуры $\text{Au}/\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{SrRuO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, содержащей границу купратный сверхпроводник–ферромагнитный спиновый клапан, который сформирован из двух ферромагнитных оксидных слоев. Измерения магнитного момента гетероструктур проводились СКВИД-магнитометром, с помощью ферромагнитного резонанса (ФМР) и нейтронной рефлектометрией.

Магнитные измерения

Детальное исследование температурной и полевой зависимостей магнитного момента гетероструктур проводилось с помощью СКВИД-магнитометра MPMS 3 фирмы Quantum Design в режиме VSM mode.

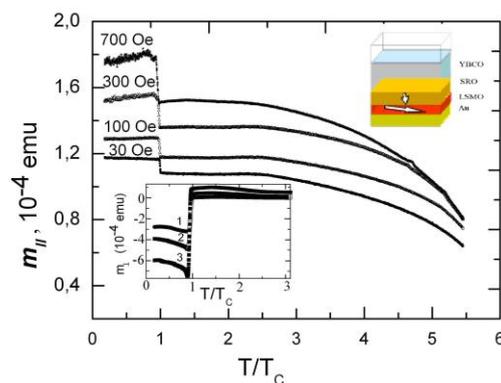


Рис. 1. Температурные зависимости магнитного момента m_{\parallel} для гетероструктуры при охлаждении в магнитных полях (режим FC). Вставка внизу: зависимости величин магнитного момента m_{\perp} : 1 - 30, 2 - 200, 3 - 500 Oe. На вставке сверху: топология гетероструктуры

В области температуры сверхпроводящего перехода (T_C) наблюдается резкое увеличение магнитного момента гетероструктуры (рис.1). Магнитное поле, направленное вдоль плоскости пленки, полностью проникает в сверхпроводник, и диамагнитный отклик из-за эффекта Мейснера не наблюдается из-за малой толщины YBCO-пленки.

Увеличение магнитного момента гетероструктур при $T \approx T_C$ может быть вызвано орбитальной реконструкцией на границе YBCO/SRO. Для такого механизма возникновения наведенного магнитного момента для YBCO/LCMO-границ было получено, что индуцированный в сверхпроводнике магнитный момент атома Cu равен $0.23\mu_B$ и направлен против магнитного момента Mn [2,3]. Если предположить, что изменение магнитного момента нашей гетероструктуры происходит за счет атомов меди, расположенных в слое толщиной порядка 10 nm, то для получения экспериментального значения изменения магнитного момента гетероструктуры $\Delta m \sim 10^{-5}$ emu (см. рис. 1) следует принять величину индуцированного магнитного момента $\sim 0.25\mu_B/\text{Cu}$. Изменение направления магнитного момента меди может быть вызвано отрицательной намагниченностью пленки SRO [4].

Гетероструктуры были исследованы также с помощью спектрометра магнитного резонанса Bruker ER 200, работающего на частоте $\omega/2\pi = 9.7$ ГГц. Изменялись спектры ферромагнитного резонанса в широком диапазоне изменения температуры: от 20 К до 300 К.

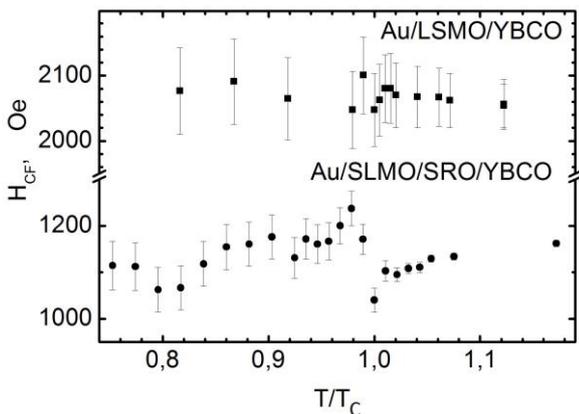


Рис. 2. Температурная зависимость резонансного поля для Au/LSMO/SRO/YBCO и Au/LSMO/YBCO при $T \approx T_C$

На рис. 2 изображены температурные зависимости резонансного поля H_{CF} для сигналов ФМР от пленки LSMO в гетероструктурах в области сверхпроводящего перехода пленки YBCO. Во всех случаях направление внешнего магнитного поля было выбрано вдоль оси лёгкого намагничивания. Видно, что для гетероструктуры Au/LSMO/SRO/YBCO наблюдается резкое изменение H_{CF} при $T \approx T_C$.

Изменение намагниченности пленки SRO при переходе YBCO в сверхпроводящее состояние составляет величину $\sim 0.5M_{SRO}$. С учетом вклада SRO-пленки ($m_{SRO} \sim 10^{-5}$ emu) в общий магнитный момент m_{\parallel} гетероструктуры (рис.1) получаем, что величина изменения магнитного момента композитного ферромагнетика меньше, чем наведенный магнитный момент в сверхпроводнике. Заметим, что положительный знак δM_{SRO} говорит об уменьшении намагниченности плёнки SRO, т. к. в этом слое намагниченность имеет отрицательный знак [4].

Эксперимент с поляризованными нейтронами был проведен на монохроматическом рефлектометре NREX (длина волны 0.43 nm, энергия 4.4 meV), расположенном на исследовательском реакторе FRM II (Гархинг, Германия). Нейтрон-рефлектометрические кривые были измерены в диапазоне температур $T = 10 - 100$ К. Проведенный количественный расчет показывает, что полученный в эксперименте рост SF-рассеяния может быть удовлетворительно описан появлением намагниченности в YBCO-слое с величиной $0.4 \mu_B/\text{Cu}$ на толщине 10 nm вблизи границы раздела с SRO. При этом вектор наведенной намагниченности должен быть направлен параллельно намагниченности LSMO-слоя [5].

Литература

1. H. Zabel and S. D. Bader (Eds.), Magnetic Heterostructures, Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport, Springer, Berlin Heidelberg, 2008.
2. J. Chakhalian, *et al.* // Science, **318**, 1114 (2007).
3. H.-U. Habermeier // Journal of Physics: Conference Series, **108**, 012039 (2008).
4. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov // Phys. Rev. B, **69**, 174504 (2004).
5. G.A. Ovsyannikov, V.V. Demidov, Yu.N. Khaydukov, *et al.* arXiv:1512.01336 (2015).

Спектральные свойства цепочек джозефсоновских контактов

А.Л. Панкратов^{1,2,3*}, Е.В. Панкратова³, В.А. Шампоров^{2,3§}, А.С. Мясников³

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

2 Центр криогенной нанозлектроники НГТУ, Казанское шоссе, 12, Нижний Новгород, 603163.

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

*alp@ipmras.ru, § basek94@mail.ru

Для параллельных цепочек индуктивно связанных джозефсоновских контактов в широком диапазоне значений параметра затухания путем численного моделирования исследована ширина спектральной линии, а также мощность передаваемого на RC нагрузку высокочастотного сигнала; результаты сравнивались с известными теоретическими выражениями и результатами экспериментов.

Введение

Во многих космических миссиях и задачах создания систем экологического мониторинга атмосферы (с базированием на самолетах/ воздушных шарах) для работы спектрометров и гетеродинных приемников высокой чувствительности требуются маломощные узкополосные источники терагерцевого излучения. Помимо этого, приемники на основе сверхпроводников в силу своей великолепной чувствительности могут быть использованы в медицинских целях (анализ выдыхаемого воздуха), в области безопасности (для обнаружения опасных или запрещенных веществ), а также для контроля качества нанотехнологических процессов на производственных предприятиях. В данное время области гетеродинного приема терагерцевого излучения и спектроскопии нуждаются в перестраиваемых узкополосных генераторах, которые можно эффективно применять вместе с системами фазовой автоподстройки частоты. Для решения этой задачи одними из кандидатов являются генераторы на базе джозефсоновских контактов. Исследование спектральных характеристик параллельных цепочек из большого числа связанных джозефсоновских контактов поможет решить сразу две проблемы – это, во-первых, увеличение выходной мощности сгенерированного сигнала за счет большего числа генерирующих контактов в цепочках по сравнению с одиночными контактами [1] и, во-вторых, сужение линии генерации за счет осуществления различных

режимов синхронизации колебаний отдельных контактов в пределах цепочки.

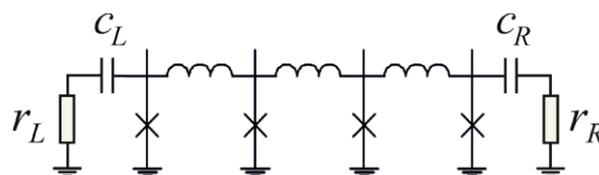


Рис. 1. Принципиальная схема параллельной цепочки индуктивно связанных джозефсоновских контактов с RC-нагрузкой на обоих концах

Постановка задачи

В данной работе исследовались цепочки параллельно соединенных джозефсоновских контактов с тепловыми шумами для трех диапазонов параметра затухания α в цепочке. Математически цепочки джозефсоновских контактов можно описать при помощи модели Френкеля–Конторовой; если φ_k – джозефсоновская фаза k -го контакта в цепочке, то система уравнений, описывающая цепочку, имеет следующий вид:

$$\varphi_k'' + \alpha \varphi_k' + \sin \varphi_k = i_e + (\varphi_{k+1} - 2\varphi_k + \varphi_{k-1})/l + i_f(t), \quad (1)$$

где $k=1 \dots N$ – номер контакта, α – параметр, характеризующий затухание в каждом из контактов, i_e – ток смещения I_e , нормированный на величину критического тока контактов I_c , $l=2\pi I_c L_0/\Phi_0$, L_0 – величина индуктивности, связывающей соседние контакты, Φ_0 – квант магнитного потока, $i_f(t)$ – норми-

рованный флуктуационный ток нормально распределенных тепловых шумов, функция корреляции которого $\langle i_e(t)i_e(t+\tau) \rangle = 2\alpha\gamma\delta(\tau)$, γ – интенсивность шума, t – время, нормированное на обратную плазменную частоту контактов.

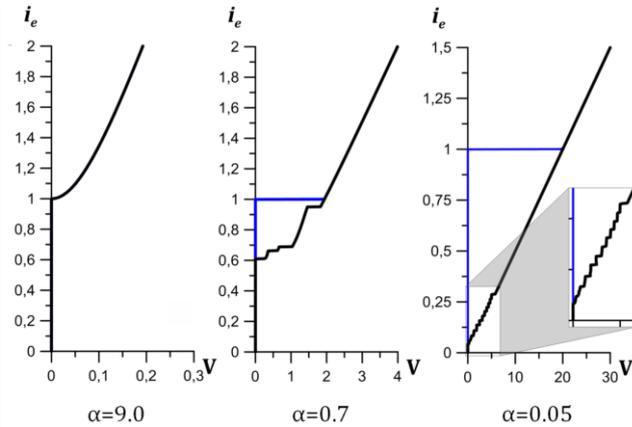


Рис. 2. Общий вид вольт-амперных характеристик параллельных цепочек джозефсоновских контактов для больших, промежуточных и малых величин параметра затухания в контактах. Синим показана ВАХ при увеличении тока i_e , черным – при уменьшении

Нами проводилось численное решение уравнений (1) с граничными условиями, учитывающими RC-нагрузку. Исследовалась спектральная плотность мощности сигнала на джозефсоновских контактах; также для цепочек с малым затуханием вычислялась мощность сигнала, передаваемая на нагрузку, и КПД преобразования мощности постоянного тока в высокочастотный сигнал.

Результаты работы

Было показано, что для цепочек с большим затуханием для ширины линии излучения хорошо работает формула:

$$\Delta f = \frac{2\alpha\gamma r_d^2}{N}, \tag{2}$$

где $r_d = dv/di_e$ – дифференциальное сопротивление цепочки. Формула (2) представляет собой теоретическую зависимость для короткого контакта [2], поделенную на число контактов в цепочке. Для цепочек с промежуточным и малым затуханием на омической ветке также работает формула (2), однако для ступенек ВАХ при токах, меньших критиче-

ского, для ширины линии выполняется формула (2), дополнительно деленная на 2, т.е.

$$\Delta f = \frac{\alpha\gamma r_d^2}{N}. \tag{3}$$

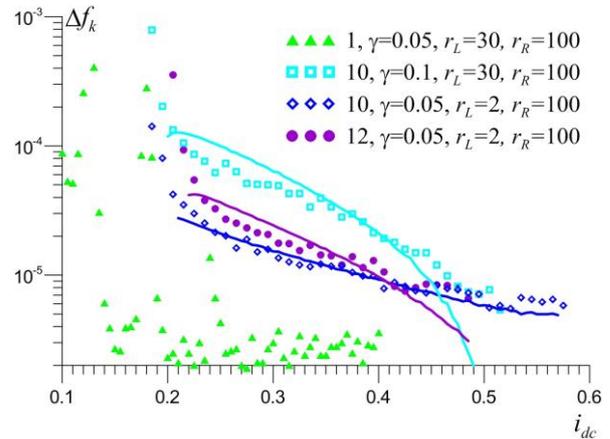


Рис. 3. Ширина спектральной линии в зависимости от тока i_e для 1, 10 и 12 ступеней ВАХ в цепочке с $N=20$, $\alpha=0.03$, для интенсивностей шума $\gamma=0.1$ и $\gamma=0.05$ и при разных значениях сопротивления нагрузки. Символами указаны результаты прямого численного счета, линиями указана зависимость (3)

Для цепочек с малым затуханием излучение, передаваемое на нагрузку, обладает максимумом в диапазоне частот, соответствующем переходу ступенями нулевого поля к ступеням Фиске. В случае когда динамика системы такова, что наблюдается сильная амплитудная модуляция колебаний, она усиливает фазовую диффузию в системе, и наблюдается значительное увеличение ширины спектральной линии, приблизительно в пять раз по сравнению с теоретической формулой (3). Пиковое значение КПД передачи ВЧ-сигнала на нагрузку, найденное в работе, количественно совпадает со значениями, полученными в экспериментальных исследованиях [2].

Работа поддержана РФФИ (гранты 14-02-31727 и 15-02-05869) и МОН (грант 3.2054.2014/К).

Литература

1. P. Barbara *et al.* // Phys. Rev. Lett., 82, 1963 (1999).
2. K.K. Likharev. *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits.* Gordon and Breach, New York (1986) 634 pp.

Сверхпроводниковый смеситель среднего инфракрасного диапазона на эффекте электронного разогрева в тонкой пленке NbN

И.В. Пентин^{1,*}, С.Н. Масленников¹, Ю.Б. Вахтомин^{1,2}, К.В. Смирнов^{1,2},
Н.С. Каурова¹, Г.Н. Гольцман¹

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

² ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», ул. Россолимо, 5/22-1, Москва, 119021.

*PentinIvan@mail.ru

Создан NbN сверхпроводниковый смеситель на эффекте электронного разогрева (*Hot Electron Bolometer (HEB) mixer*), в котором реализовано прямое согласование излучения среднего инфракрасного диапазона с чувствительным NbN элементом НЕВ-смесителя, без использования планарной металлической антенны. Проведены исследования шумовых характеристик NbN НЕВ-смесителя в гетеродинном приемнике на частоте гетеродина $\nu_{LO} = 28,4$ ТГц. Согласно диссипативной теореме Каллена-Вельтона, температура шума NbN НЕВ-смесителя с размером чувствительного элемента $10 \text{ мкм} \times 10 \text{ мкм}$ составила $T_{noise} = 2\ 320 \text{ К}$ ($\sim 1,5h\nu/k_B$) на частоте гетеродина $\nu_{LO} = 28,4$ ТГц.

Введение

Инфракрасная спектроскопия высокого разрешения ($\nu / \Delta\nu \approx 10^5 - 10^6$) на сегодняшний день стала эффективным инструментом для проведения различных астрономических и атмосферных исследований, диагностики биологических материалов в медицине, исследований молекулярного состава органических соединений в химии и др. [1, 2].

Весьма привлекательными приемниками ИК-диапазона могут выступать гетеродинные устройства со смесителями на основе эффекта электронного разогрева в тонкой сверхпроводниковой пленке NbN, которые в ТГц-диапазоне уже достигли значительных успехов. Температура шума волноводного NbN НЕВ-смесителя составляет 700 К на частоте 1,9 ТГц ($7h\nu/k_B$) [6], квазиоптического, интегрированного с планарной металлической антенной, – 600 К на частоте 2,5 ТГц ($5h\nu/k_B$) [7], 1300 К на частоте 4,3 ТГц ($6h\nu/k_B$) [8], 1520 К на частоте 5,25 ТГц ($6h\nu/k_B$) [9]. Основной трудностью, препятствующей продвижению работы NbN НЕВ-смесителя в область высоких частот (выше ~ 6 ТГц), являются рост потерь в контактных областях между берегами планарной металлической антенны и чувствительным элементом смесителя с увеличением частоты гетеродина, возрастающие потери в самой антенне, ограничение ее спектральной полосы и деструкция диаграммы направленности [10]. Масштабирование ТГц пла-

нарной антенны в область среднего ИК-диапазона приводит к необходимости изготовления антенны и чувствительного элемента смесителя с размерами в несколько десятков нанометров [11]. С увеличением частоты гетеродина и уменьшением размера антенны растут потери в контактных областях. Малость размеров чувствительного элемента смесителя неизбежно ведет к снижению динамического диапазона приемника в полосе преобразования ПЧ такого смесителя.

Методика эксперимента

В данной работе мы представляем альтернативный подход к созданию NbN НЕВ-смесителя, в котором реализовано прямое согласование принимаемого излучения с чувствительным элементом смесителя, выполненным из пленки NbN и расположенным в фокальной плоскости гиперполусферической германиевой (Ge) линзы. Возможность реализации прямого согласования, без использования планарной металлической антенны в среднем ИК-диапазоне, обусловлена несколькими причинами. Во-первых, уход в высокочастотную область спектра позволяет сфокусировать принимаемое излучение в пятно, диаметр которого, в соответствии с распределением Эйри, ограничен лишь дифракционным пределом, зависящим от длины волны в материале используемой линзы (для Ge-линзы с $n = 4$, $D = 12 \text{ мм}$, $F \sim 1/6D$ размер дифракционного

пятна на частоте $\nu_{LO} = 28,4$ ТГц составляет ~ 5 мкм). Во-вторых, наличие прямого согласования излучения обеспечивает отсутствие у такого смесителя увеличивающихся с ростом частоты потерь в планарной металлической антенне, потерь в контактных областях между чувствительным NbN-элементом и металлическими берегами антенны [10].

Исследуемый НЕВ-смеситель был сформирован на основе двухслойной системы NbN-Au, осажденной на эпитопированную сторону диэлектрической подложки из арсенида галлия (GaAs) с размером чувствительной области NbN-элемента $10 \text{ мкм} \times 10 \text{ мкм}$.

Температура шума NbN НЕВ-смесителя T_{noise} в гетеродинном приемнике определялась по стандартной методике, основанной на измерении Y-фактора. В качестве гетеродинного источника был использован газоразрядный CO₂-лазер с частотой $\nu_{LO} = 28,4$ ТГц. Источником сигнального излучения являлся глобар с радиояркостной температурой $T_{hot} = 1200$ К. Излучение глобара модулировалось механическим модулятором с эффективной температурой лопастей $T_{cold} = 295$ К.

При вычислении Y-фактора и соответствующих ему значений температуры шума вблизи квантового предела нельзя пренебречь членом, описывающим флуктуации нулевых колебаний, поскольку их энергия становится сравнимой с энергией используемых в работе нагрузок. С учетом квантового шума, уравнение, позволяющее найти T_{noise} , принимает следующий вид [12]:

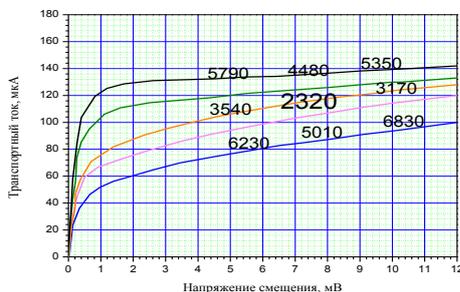


Рис. 1. Семейство вольт-амперных характеристик NbN НЕВ-смесителя. Цифрами обозначены значения T_{noise} в соответствующих рабочих точках

$$T_{noise} = \frac{1}{k} \cdot \frac{D_f(\omega_{LO}, T_{hot}) - Y \cdot D_f(\omega_{LO}, T_{cold})}{Y - 1} - \frac{\hbar \omega_{LO}}{2k}, \text{ где}$$

$$D_f(\omega, T) = \frac{\hbar \omega}{e^{kT} - 1}$$

– спектральная плотность излучения абсолютно черного тела с температурой T на частоте ω , $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, $\omega = 2\pi\nu_{LO}$, ν_{LO} – частота излучения гетеродина.

Во избежание эффекта прямого детектирования, которое может приводить к значительному искажению Y-фактора, входное окно криостата было оборудовано полосовым фильтром, существенно сужающим входную полосу детектирования.

На рисунке 1 представлены семейство вольт-амперных характеристик и значения измеренной температуры шума NbN НЕВ-смесителя. Наибольшее значение Y-фактора получено при напряжении смещения на смесителе $U = 7,9$ мВ и транспортном токе $I = 127$ мкА. Соответствующая этой рабочей точке температура шума NbN НЕВ-смесителя составила $T_{noise} = 2320$ К ($\sim 1,5\hbar\nu/k_B$).

Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00579 мол_а.

Литература

1. G. Sonnabend, D. Wirtz, R. Schieder, *et al.* // Appl. Opt., 41, (2002).
2. <http://sci.esa.int/iso/>
3. A. Betz, R. Boreiko, S. Sivananthhan, *et al.* // Proc. 12th international Symposium on Space Terahertz Technology (2001).
4. M. Mumma, T. Kostiuk, S. Cohen, *et al.* // Space Science Reviews, Vol. 17, no.5 (1975).
5. T. Kostiuk, D. Spears // International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol.8, no.10 (1987).
6. P. Putz, D. Btichel, K. Jacobs, *et al.* // 26th International Symposium on Space Terahertz Technology (2015).
7. I. Tretyakov, S. Ryabchun, M. Finkel, *et al.* // Appl. Phys. Lett., 98, 033507 (2011).

8. P. Khosropanah, J.R. Gao, W.M. Laauwen, *et al.* // Appl. Phys. Lett., 91, 221111 (2007).
9. W. Zhang, P. Khosropanah, J.R. Gao, *et al.* // Appl. Phys. Lett., 99, 111113 (2010).
10. J.J.A. Baselmans, J. M. Hajenius, R. Gao, *et al.* // Appl. Phys. Lett., 84, 1958 (2004).
11. M. Shcherbatenko, Yu. Lobanov, O. Benderov, *et al.* // 26th International Symposium on Space Terahertz Technology (2015).
12. A. Kerr, M. Feldman, *et al.* // Proceedings of the 8th International Symposium on Space Terahertz Technology (1997).

Исследование нелинейных свойств SF структур Nb/CuNi методом ближнепольной СВЧ микроскопии

Е.Е. Пестов^{1,2,*}, Ю.Н. Ноздрин¹, С.Н. Вдовичев^{1,2}, А.М. Клушин^{1,2}, К.А. Гребень¹, В.С. Столяров³, В.В. Рязанов³

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.

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

*pestov@mail.ru

С помощью метода ближнепольной СВЧ-микроскопии исследованы температурные зависимости мощности третьей гармоники SF-структур Nb/CuNi в постоянном перпендикулярном магнитном поле. Обнаружены особенности на температурной зависимости нелинейного СВЧ-отклика Nb-пленок в магнитных полях от 400 Гс до 1400 Гс, обусловленные наличием тонкого ферромагнитного слоя.

В настоящее время много внимания уделяется исследованию гибридных тонкопленочных систем сверхпроводник/ферромагнетик (S/F-систем). В частности, настоящим прорывом в этой области стала экспериментальная реализация так называемого джозефсоновского π -контакта в тонкопленочной системе Nb/Cu_{1-x}Ni_x/Nb. Использование таких контактов в сверхпроводящей криоэлектронике открывает новые возможности увеличения производительности и быстродействия элементов квантовой и цифровой логики. Другим, не менее интересным, направлением, которое предполагает широкое использование тонкопленочных структур ферромагнетик/сверхпроводник (F/S), является спинтроника. В связи с этим исследование эффекта близости, доменной сверхпроводимости, пиннинга вихрей в таких структурах являются до сих пор актуальными и носят как фундаментальный, так и прикладной характер.

Экспериментальные результаты

В данной работе с помощью метода ближнепольной СВЧ-микроскопии [1-3] были проведены исследования нелинейных свойств двухслойных структур Nb/CuNi сверхпроводник-ферромагнетик (SF). Этот метод основан на регистрации нелинейного СВЧ-отклика с помощью зонда индуктивного типа. Зонд представляет собой тонкую медную проволочку, закорачивающую внутренний и внешний проводники коаксиального кабеля. Частота первой гармоники в эксперименте была равна

472 МГц. Максимальный уровень падающей мощности на частоте первой гармоники при измерениях был порядка 100 мВт. С помощью данного метода мощность отраженного сигнала на частоте третьей гармоники $P_{3\omega}$ измерялась в зависимости от T , амплитуды СВЧ падающего сигнала P_{ω} и постоянного перпендикулярного магнитного поля H_{dc} .

Двухслойные структуры Nb/CuNi в виде клина были выращены в ИФТТ (г. Черноголовка) [4]. Толщина сверхпроводника и ферромагнетика изменялась в диапазонах $d_{Nb} = 17 \div 11.75$ нм и $d_{CuNi} = 32 \div 18$ нм, соответственно. В отсутствие постоянного магнитного поля для этих структур наблюдался один максимум на температурной зависимости $P_{3\omega}(T)$. В этом случае для SF-структур Nb/CuNi с варьируемой толщиной полуширина пика нелинейного СВЧ-отклика $P_{3\omega}(T)$ в среднем не зависит от толщины SF-структуры. Возможно, это связано с тем, что уширение максимума $P_{3\omega}(T)$, обусловленное уменьшением толщины ниобиевой пленки, компенсируется увеличением критического тока SF-структуры из-за уменьшения толщины ферромагнитного слоя. Также для этих SF-структур Nb/CuNi наблюдалась линейная зависимость критической температуры от их общей толщины.

Затем для этих структур изучалось поведение температурной зависимости мощности СВЧ-сигнала на частоте третьей гармоники $P_{3\omega}(T, H_{dc})$ во внешнем перпендикулярном магнитном поле в температурном интервале от 4.2 до 9 К. При включении посто-

янного магнитного поля при больших толщинах слоев SF-структуры ($d_{\text{Nb}} = 17 \div 13.5$ нм, $d_{\text{CuNi}} = 32 \div 22$ нм) температурная зависимость $P_{3\omega}(T)$ имеет два максимума, высоко- и низкотемпературный, расположенные на расстоянии порядка 0.5 К друг от друга. При увеличении H_{dc} амплитуда высокотемпературного максимума резко уменьшалась, а амплитуда низкотемпературного максимума возрастала до насыщения. Следует отметить, что такое поведение нелинейного СВЧ-отклика во внешнем магнитном поле наблюдалось нами ранее для ниобиевых пленок [2]. Более тонкие сверхпроводящие и магнитные слои ($d_{\text{Nb}} = 11.75$ нм, $d_{\text{CuNi}} = 18$ нм) демонстрировали качественно другую зависимость $P_{3\omega}(T)$ при H_{dc} , лежащих в интервале от 500 Гс до 1400 Гс. На ней появились дополнительные особенности в виде ступенек, которые существовали в широком диапазоне СВЧ мощностей (рисунок 1). Кроме этого, при охлаждении и нагревании образца в полях порядка 500 Гс наблюдался небольшой гистерезис на зависимости $P_{3\omega}(T)$ (рисунок 2).

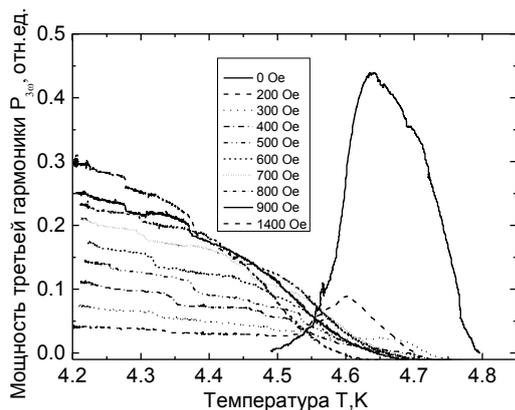


Рис. 1. Температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ в постоянном перпендикулярном магнитном поле при толщинах 11.75 нм/18 нм структуры Nb/CuNi

Следует отметить, что данные особенности на температурной зависимости $P_{3\omega}(T)$ SF-структур Nb/CuNi существуют в области низкотемпературного максимума. Как было ранее показано в работах

[2,3], в этой области нелинейный СВЧ-отклик обусловлен пиннингом вихрей. Поэтому существование этих особенностей на $P_{3\omega}(T)$, по-видимому, связано с влиянием пленки ферромагнетика на пиннинг вихрей, созданных внешним перпендикулярным магнитным полем в тонкой пленке Nb.

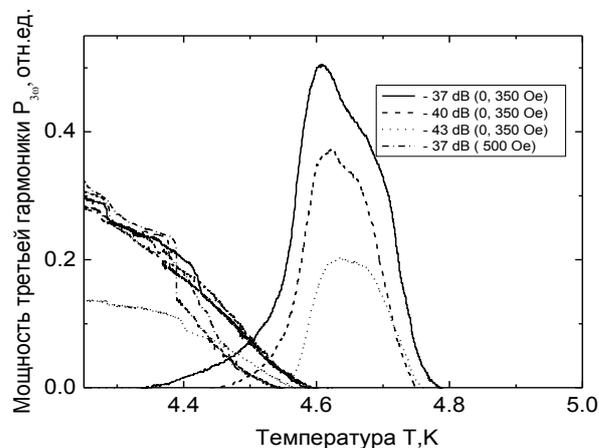


Рис. 2. Температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ для SF-структуры Nb/CuNi (11.75 нм/18 нм) в постоянном перпендикулярном магнитном поле при различных СВЧ-мощностях

Авторы благодарят за частичную поддержку грант РФФИ № 15-02-05793, РФФИ № 15-42-02469 (р-поволжье), грант РНФ № 15-12-10020.

Литература

1. Е. Е. Pestov, Yu. N. Nozdrin, and V. V. Kurin // IEEE Trans. on Appl. Supercond., V. 11, 131 (2001).
2. А. Ю. Аладышкин, А. А. Андронов, Е. Е. Пестов и др. // Изв. вузов. Радиофизика, Т. 46, 123 (2003).
3. Е. Е. Пестов, Ю. Н. Ноздрин, В. В. Курин // Труды четвертой международной конференции «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости ФПС-11», 118 (2011).
4. V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov et al. // Phys. Rev. Lett., V. 96, 197003 (2006).

Использование ионного облучения для контролируемого изменения толщины тонких сверхпроводящих пленок

К.Е. Приходько^{1, 2,*}, Б.А. Гурович¹, М.М. Дементьева¹, Д.А. Комаров¹, Л.В. Кутузов¹

¹ Российский научный центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

² Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409.

*prihodko_ke@nrcki.ru

Разработан метод уменьшения толщины сверхпроводящей пленки NbN за счет ее облучения ионами кислорода малых энергий. Методами просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) и спектроскопии энергетических потерь электронов (EELS) показано, что такое облучение приводит к изменению элементного состава пленки за счет радиационно-индуцированного замещения атомов азота на атомы кислорода на глубину проективного пробега ионов.

Введение

Толщина сверхпроводящей пленки в области значений (1-10) нм сильно влияет на ее электрофизические параметры: температуру сверхпроводящего перехода, значение сопротивления в нормальном состоянии, а также на величину критического тока. Используемые в настоящее время технологии создания тонких сверхпроводящих пленок позволяют наносить на подложки пленки заданной толщины, которые далее используются для формирования сверхпроводящих функциональных элементов. В случае необходимости создания сверхпроводящих участков с измененными свойствами это может быть реализовано, например, за счет уменьшения толщины пленки на заданном участке.

В рамках развиваемых в НИЦ «Курчатовский институт» радиационных технологий модификации свойств тонких сверхпроводящих пленок, в данной работе предлагается использовать ионное облучение через маску для уменьшения толщины пленки на заданном участке. Как было показано в [1], облучение сверхпроводящей пленки NbN ионами кислорода до больших доз вызывает преобразование материала пленки в оксид ниобия Nb₂O₅ на всю толщину за счет протекания процесса селективного замещения атомов азота на атомы кислорода (СЗА).

Для контролируемого уменьшения толщины пленки предлагается использование облучения ионами кислорода с малыми энергиями, для которых полный пробег в материале меньше толщины исходной пленки. При этом глубина окисления ограничива-

ется глубиной проективного пробега ионов кислорода.

Методика эксперимента

Сверхпроводящие пленки NbN толщиной 5 нм наносились на подложку из окисленного монокристаллического кремния методом катодного распыления [1]. Расчеты проективных пробегов ионов кислорода производились с использованием кода SRIM 2008.04 [2]. Для экспериментальной демонстрации возможности контролируемого уменьшения толщины пленки NbN образцы подвергались облучению ионами кислорода с максимальной энергией 0.2 кэВ при плотности ионного тока ~0.3 мА/см² на установке с ВЧ плазменным источником. Исследования микроструктуры и химического состава облученных образцов проводились методами просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (HRTEM) и спектроскопии энергетических потерь электронов (EELS) на электронном микроскопе Titan 80 – 300 ST, оснащенный спектрометром энергетических потерь GIF-2001, при ускоряющем напряжении 200 кВ. Образцы поперечных срезов для ТЕМ-исследований изготавливались методом FIB на установке Helios NanoLab-650.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 показаны расчетные значения величин пробегов ионов кислорода с учетом разброса, а также полный проективный пробег ионов, определявшийся по максимальной глубине проникнове-

ния ионов в подложку при большом числе падающих частиц. Как видно из рисунка 1, с ростом энергии увеличивается разница между максимальным и средним пробегом ионов. Поскольку задачей является уменьшение толщины пленки сверхпроводника без значимого влияния на оставшуюся часть, с практической точки зрения интерес представляют только те значения энергии ионов, для которых максимальный пробег не превышает толщины исходной пленки сверхпроводника. Для демонстрации применимости разрабатываемого метода была выбрана энергия ионов кислорода 0.2 кэВ, удовлетворяющая данному условию.

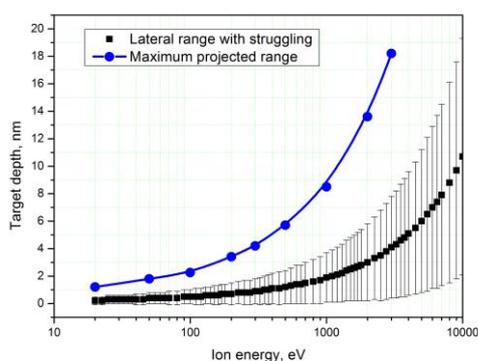


Рис. 1. Расчетные зависимости проективного и полного пробегов ионов кислорода от их энергии в NbN

На рисунке 2 показано HRTEM-изображение поперечного среза исходной пленки NbN на подложке SiO₂ (напыление Pt производилось для защиты поверхности образца непосредственно при вырезке ламели методом FIB). Как видно из рисунка 2, пленка является поликристаллической со средним размером зерна ~5 нм.

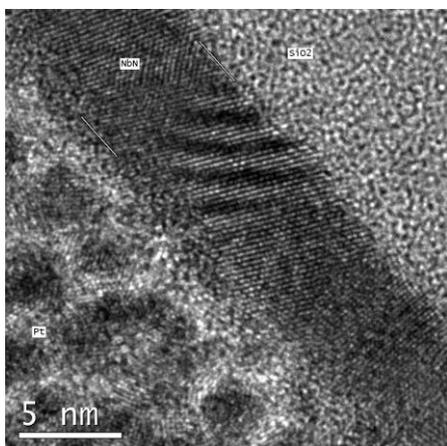


Рис. 2. Поперечный срез исходной пленки NbN

На рисунке 3 представлено изображение поперечного среза пленки после облучения ионами кислорода до дозы $\sim 7.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, на котором видно уменьшение толщины пленки NbN до ~ 2 нм, а также образование аморфного верхнего слоя оксида ниобия. На рисунке 3 пунктирными линиями показаны границы раздела областей оксида ниобия, NbN, подложки и слоя защитной платины.

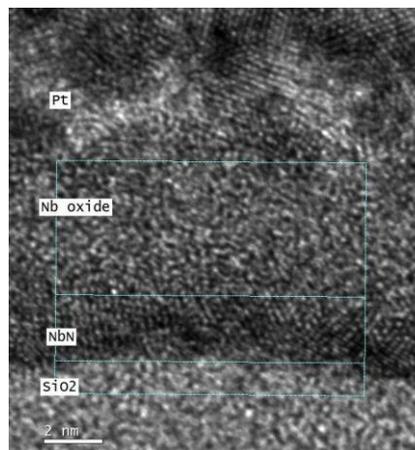


Рис. 3. Поперечный срез облученной пленки NbN

Как показало изучение данных спектроскопии, спектры EELS от области оксида ниобия на рисунке 3 соответствуют спектрам окисленного состояния ниобия, а спектры от оставшейся кристаллической части пленки — спектрам от исходной пленки. В слое оксида ниобия присутствуют поры, характерные для облучения ионами кислорода [3].

Таким образом, установлено, что при использовании низких энергий ионов кислорода, для которых величина проективного пробега меньше толщины исходной пленки, в результате облучения верхний слой облученной пленки преобразуется в оксид ниобия, являющийся диэлектриком, а нижний слой остается нитридом ниобия.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (соглашение о субсидии № 14.607.21.0005).

Литература

1. B.A. Gurovich, K.E. Prihod'ko, M. A. Tarkhov, *et al.*//Nanotechnologies in Russia, T. 10, №(7-8) (2015).
2. J.F. Ziegler, J.P. Biersack, M.D. Ziegler. SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter”. Ion Implantation Press, 2008.
3. K.E. Prihodko, B.A. Gurovich, D.A. Komarov, *et al.*//NIMB, V. 326, 273 (2014).

Изучение эволюции атомного состава в пленках NbN в процессе облучения смешанными ионными пучками

К.Е. Приходько^{1, 2, §}, М.М. Дементьева^{1, *}

¹ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182.

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское ш., 31, Москва, 115409.

§prihodko_ke@nrcki.ru, *dementyeva_mm@nrcki.ru

В настоящей работе методами просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения и спектроскопии энергетических потерь электронов установлен фазовый и химический состав тонкопленочного сверхпроводящего нитрида ниобия в процессе облучения смешанными низкоэнергетическими ионными пучками при малых дозах воздействия. Продемонстрирована методика определения фазового состава тонкопленочных материалов на примере образования промежуточных оксинитридов ниобия из исходного нитрида ниобия в процессе селективного замещения атомов.

Введение

Сегодня одним из перспективных направлений развития современной микроэлектроники является сверхпроводниковая электроника. К основным ее преимуществам относятся: высокая предельная чувствительность, малая потребляемая мощность, быстродействие, низкий уровень собственных шумов. В связи с этим возникает необходимость разработки технологических подходов, позволяющих контролируемым способом создавать наноразмерные криогенные функциональные элементы.

В НИЦ «Курчатовский институт» на протяжении последних десяти лет активно развивается радиационная технология создания функциональных нанозлементов. За счет воздействия низкоэнергетических ионов различного состава (протоны, ионы кислорода, азота и др.) при различных дозах облучения происходит управляемая модификация атомного состава и электрофизических свойств выбранных областей тонкопленочных материалов (изоляторов, проводников, сверхпроводников). Такая технология включает в себя три метода селективного изменения состава тонких пленок: метод селективного удаления атомов (СУА), метод селективного замещения атомов (СЗА), метод селективного соединения атомов (САС) [1]. К основным достоинствам перечисленных методов можно отнести: создание элементов заданных форм и размеров (минимальный размер 3 – 10 нм), возможность параллельного преобразования локального состава и

свойств в нескольких слоях многослойных тонкопленочных структур.

Поскольку существует необходимость создания элементов сверхпроводниковых схем с металлическими свойствами — резисторы различных номиналов, актуальной является задача разработки режимов облучения, приводящих к образованию соединений на основе ниобия, обладающих металлической проводимостью, а также определения фазового состава преобразованного тонкопленочного материала.

Эксперимент

Сверхпроводящие пленки NbN толщиной 5 нм нанозились на подложку из окисленного монокристаллического кремния методом катодного распыления [2].

Для получения тонкопленочных материалов с локально измененным составом и свойствами все исходные образцы подвергались облучению смешанными пучками, состава $s=1.2 \cdot 10^{-3}$ [1], состоящими из протонов и ионов OH^+ с энергиями 0,1 – 4 кэВ, в диапазоне доз 1 – 2 с. н. а. (по азоту).

Исследования микроструктуры, фазового и химического состава исходных и облученных образцов проводились методами просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения и спектроскопии энергетических потерь электронов (СЭПЭ) на электронном микроскопе Titan 80 – 300 при ускоряющем напряжении 200 кВ на образцах поперечных срезов, изготовленных методом FIB. Определение фазового

состава отдельных зерен облученных образцов проводилось по дифракционным картинам, полученным с помощью фурье-преобразования от соответствующих светлопольных картин высокого разрешения. Применение данной методики связано с тем, что анализ картин электронной микродифракции, полученных напрямую, затруднителен из-за размытия узлов обратной решетки.

Химический состав экспериментальных образцов определялся с помощью анализа профильных спектров энергетических потерь электронов методом относительных концентраций:

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{I_A(\beta, \Delta)}{I_B(\beta, \Delta)} \cdot \frac{\sigma_B(\beta, \Delta)}{\sigma_A(\beta, \Delta)} \quad (1)$$

где I_A , I_B – интегральные интенсивности пиков под кривыми поглощения после вычитания фона, а σ_A и σ_B – сечение процессов неупругого рассеяния атомов А и В для данного угла сбора β [3].

Результаты

Анализ дифракционных картин показал, что зерна исходного материала соответствуют фазе NbN кубической сингонии (Fm-3m) с параметром решетки $a=0.4394$ нм. При дозе облучения ~ 1 с. н. а. по азоту наблюдается изменение фазового состава зерен. Анализ дифракционных картин от отдельных зерен установил образование фазы NbNO моноклинной системы (P21/c(14)) с параметрами ячейки $a=0.4977$ нм, $b=0.50217$ нм, $c=0.52053$ нм, $\alpha=\gamma=90^\circ$, $\beta=100^\circ$. Дальнейшее увеличение дозы облучения до ~ 2 с. н. а. по азоту показало образование отдельных зерен фазы $\text{NbN}_{0,64}\text{O}_{1,36}$ моноклинной сингонии (P21/c(14)) с параметрами ячейки $a=0.49808$ нм, $b=0.50250$ нм, $c=0.52097$ нм, $\alpha=\gamma=90^\circ$, $\beta=100^\circ$ (рисунок 1). Наряду с зернами фазы $\text{NbN}_{0,64}\text{O}_{1,36}$ при данных дозах облучения также наблюдаются описанные выше зерна фазы NbNO.

Образование промежуточного оксинитрида ниобия в результате селективного изменения состава под облучением также подтверждается данными спектроскопии энергетических потерь электронов. Профиль распределения элементов по глубине в пленке NbN представлен на рисунке 2. Как следует из рисунка 2, в результате облучения смешанными ионными пучками атомы азота частично замещены на атомы кислорода.

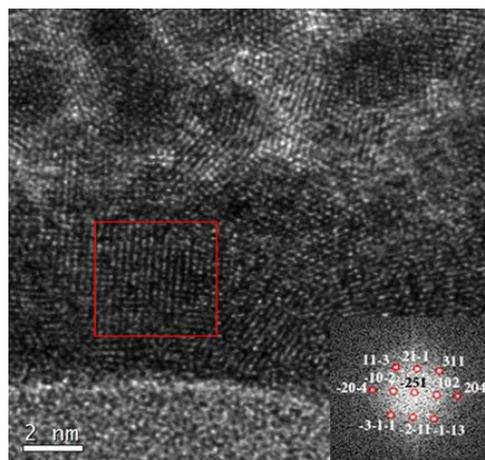


Рис. 1. Светлопольное изображение поперечного среза пленки NbN после облучения до дозы 2 с. н. а., дифракция (вставка)

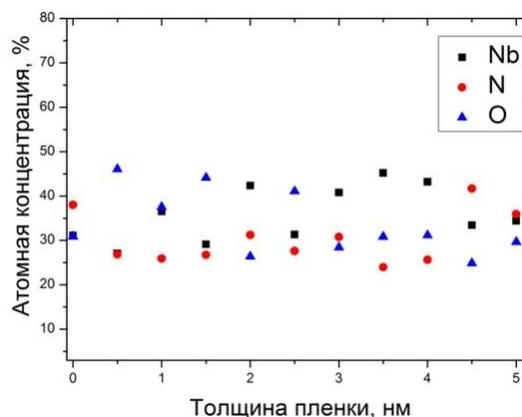


Рис. 2. Профиль распределения элементов по глубине по данным СЭПЭ в пленке нитрида ниобия после облучения смешанными ионными пучками

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (соглашение о предоставлении субсидии № 14.607.21.0005).

Литература

1. Б. А. Гурович, К. Е. Приходько, Е.А. Кулешова и др. // ЖЭТФ, Т. 143, №6 (2013).
2. В.А. Gurovich, К.Е. Prikhod'ko, М. А. Tarkhov, et al. // Nanotechnologies in Russia, Т. 10, № 7-8 (2015).
3. D. Williams, A. Carter // Electron Microscopy. New York: Springer (2009).

Фазовая динамика кольцевой системы джозефсоновских переходов

И.Р. Рахмонов^{1,2}, К.М. Родин³, Ю.М. Шукринов^{1,3}

1 Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., Россия, 141980.

2 Физико-технический институт им. С.У. Умарова АН РТ, Душанбе, Таджикистан, 734063.

3 Международный университет природы общества и человека "Дубна", Дубна, Россия, 141980.

Исследована фазовая динамика кольцевой системы джозефсоновских переходов. Рассчитаны вольт-амперные характеристики и временные зависимости напряжения и магнитного поля при различных значениях базового тока. Показано, что на вольт-амперной характеристике появляется дополнительная ветвь, которая связана с резонансом бризер-флюксона и плазменной волны.

Введение

Кольцевая система джозефсоновских переходов является одним из объектов сверхпроводниковой электроники, в которой наблюдается черенковское излучение [1]. В работах [1,2] продемонстрировано, что резонанс осцилляций флюксона в кольце с плазменной волной проявляется в виде ветвей на вольт-амперной характеристике системы. В этих работах указано, что образующиеся флюксоны являются кинк-солитонами. При определенных значениях параметров модели на ВАХ кольцевой системы показана дополнительная ветвь, которая не обсуждается в этих работах. Более того, возникновение этой ветви нельзя рассматривать как результат резонанса кинк-солитонов и плазменной волны.

В этой работе нами проведен подробный анализ ВАХ кольцевой системы ДП, основанный на численном моделировании фазовой динамики данной системы. Рассчитаны вольт-амперные характеристики и временные зависимости напряжения и магнитного поля при различных значениях базового тока.

Теоретическая модель

Схематический вид кольцевой системы джозефсоновских переходов показан на рис.1. Эта система описывается дискретным уравнением синус-Гордона [1]

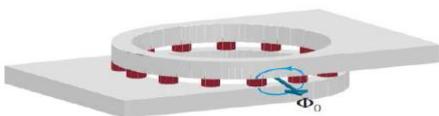


Рис. 1. Схема кольцевой системы джозефсоновских переходов [1]

$$\begin{cases} \frac{dV_n}{dt} = \frac{\varphi_{n+1} - 2\varphi_n + \varphi_{n-1}}{a^2} - \sin \varphi_n - \alpha \frac{d\varphi_n}{dt} + I \\ \frac{d\varphi_n}{dt} = V_n \end{cases} \quad (1)$$

где φ_n и V_n - разность фаз и напряжение на n -ом джозефсоновском переходе, $\alpha = \sqrt{\Phi_0 / (2\pi I_c R^2 C)}$ - параметр диссипации, I - внешний ток, нормированный на критический ток I_c , $a = \sqrt{2\pi L_0 I_c / \Phi_0}$ - дискретный параметр, L_0 - индуктивность одной ячейки, время нормировано на $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c / (\Phi_0 C)}$.

При численных расчетах задается периодическое граничное условие: точки с номерами $n=0$ и $n=N+1$ считаются эквивалентными точкам $n=N$ и $n=1$,

$$\varphi_{N+1} = \varphi_1 + 2\pi M, \quad \varphi_0 = \varphi_N - 2\pi M,$$

где M - количество флюксонов, изначально существующих в системе. Магнитное поле в массиве было рассчитано на основании выражения

$$H_n = \frac{\varphi_n - \varphi_{n-1}}{a}, \quad H_1 = \frac{\varphi_1 - \varphi_N + 2\pi M}{a} \quad (2)$$

Закон дисперсии для линеаризованных волн:

$$\omega_m = \sqrt{1 + \frac{4}{a^2} \sin^2\left(\frac{\pi m a}{L}\right)} \quad (3)$$

Резонанс с номером m возникает, когда положение кинк-флюксона в данной точке кольцевой системы совпадает с m -м максимумом

плазменных осцилляций в хвосте флюксона, что приводит к образованию соответствующей ветви ВАХ.

Основные результаты

На рис. 2 показана ВАХ кольцевой системы 10 ДП при значениях параметров модели $\alpha = 0.1$, $a=1$ и $M = 1$.

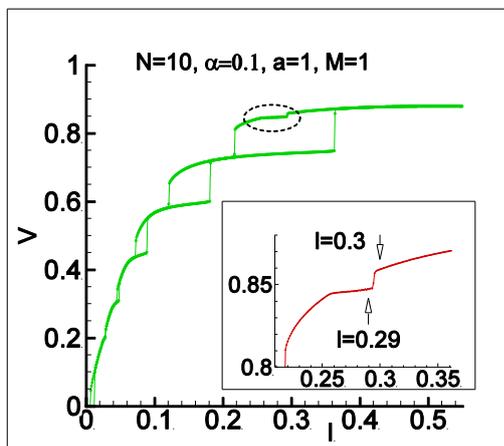


Рис. 2. ВАХ кольцевой системы джозефсоновских переходов с параметрами $N=10$, $a=1$

ВАХ демонстрирует ветви, положение которых определяется выражением (3) [1]. Однако на ВАХ наблюдается дополнительная ветвь, отмеченная пунктирным эллипсом. Положение этой ветви не согласуется с выражением (3). Для того чтобы понять причину появления этой ветви, мы исследовали временную зависимость напряжения в области дополнительной ветви и вне ее. Рис. 3(a) демонстрирует динамику напряжения в первом ДП до перехода на ветвь. На временной зависимости напряжения наблюдаются максимумы с фиксированным периодом $T_1 = 12.8$. Это свидетельствует о том, что через данный ДП с периодом $T_1 = 12.8$ пробегает кинк-флюксон с фиксированной высотой. Другая картина наблюдается в области дополнительной ветви ВАХ, для которой временная зависимость напряжения показана на рис. 3(b). Здесь также наблюдаются максимумы с фиксированным периодом. Но отличие в том, что высота максимумов меняется. В точках $t=200$ и $t=225$ наблюдается модуляция максимума. Детальный анализ временной зависимости напряжения во всех его ДП свидетельствует о том, что в этой системе может образо-

вываться бризер-флюксон и при резонансе с плазменной волной появляется дополнительная ветвь ВАХ.

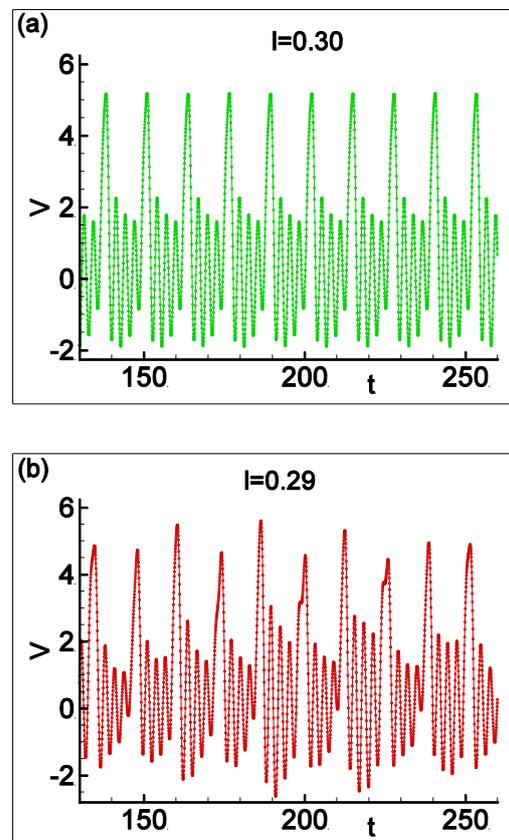


Рис. 3. Временные зависимости напряжения при: (a) $I=0.3$; (b) $I=0.29$

В заключение отметим, что рассчитана ВАХ кольцевой системы ДП и временная зависимость напряжения. Сравнительный анализ временных зависимостей в области дополнительной ветви и вне ее свидетельствует об образовании бризер-флюксона в этой области. Именно резонанс бризер-флюксона с плазменной волной приводит к появлению дополнительной ветви на ВАХ.

Литература

1. J. Pfeiffer, A. A. Abdumalikov, Jr. M. Schuster, and A. V. Ustinov // Phys. Rev. B, 77, 024511 (2008).
2. A. V. Ustinov, M. Cirillo, B. A. Malomed // Phys. Rev. B, 47, 8357 (1993).

Фазовая динамика сверхпроводящих квантовых устройств с топологически нетривиальными барьерами

И.Р. Рахмонов^{1,2,*}, Ю.М. Шукринов^{1,3,§}, R. Dawood⁴, M. Nashaat⁴

1 Объединенный институт ядерных исследований, 141980, Дубна, Московская обл., Россия.

2 Физико-технический институт им. С.У. Умарова АН РТ, 734063, Душанбе, Таджикистан.

3 Международный университет природы общества и человека "Дубна", 141980, Дубна, Россия.

4 Cairo University, Giza, Egypt.

*rahmonov@theor.jinr.ru, §shukrinov@theor.jinr.ru

Представлены результаты детального исследования двухконтактного СКВИДа с джозефсоновскими переходами, содержащими топологически нетривиальные барьеры. Рассчитаны вольт-амперные характеристики СКВИДа. Проведен сравнительный анализ динамики СКВИДа с топологически тривиальными и нетривиальными барьерами. Показано, что учет майорановского туннелирования приводит к смещению резонансной ветви вольт-амперной характеристики СКВИДа.

Введение

Майорановские фермионы могут быть реализованы как локализованные состояния в джозефсоновских переходах с топологически нетривиальными барьерами [1,2]. Образование локализованных майорановских состояний в джозефсоновских переходах приводит к туннелированию квазичастиц с зарядом e , в результате чего происходит удвоение периода осцилляций джозефсоновского тока [1]. СКВИДы с топологически нетривиальными барьерами могут быть использованы для обнаружения майорановских фермионов [3-5]. Оптимизация условий для наблюдения майорановских фермионов в двухконтактном СКВИДе с топологически нетривиальным барьером (ТНБ) была проведена в работе Велдхорста с соавторами [5]. Показано, что выбор параметров СКВИДа β_c и β_L может изменять отношение майорановского туннелирования к стандартному туннелированию куперовских пар более чем на два порядка. Однако эти исследования были проведены для СКВИДа с большим затуханием. Более того, до настоящего времени не проводилось детальных исследований вольт-амперной характеристики (ВАХ) двухконтактного СКВИДа с ТНБ.

В этой работе проводится сравнительный анализ ВАХ двухконтактного СКВИДа с топологически тривиальными и нетривиальными барьерами в гистерезисном режиме.

Теоретическая модель

В рамках резистивно-емкостной модели (RCSJ) для получения системы уравнений, учитывающей наличие майорановских фермионов, достаточно заменить $2e$ на $2e/\gamma_j$ и φ на φ/γ_j , где $\gamma_j = 1$ для тривиального барьера и $\gamma_j = 2$ для нетривиального. Таким образом, система уравнений, описывающая динамику СКВИДа с учетом майорановских фермионов, записывается в следующем виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} = \frac{1}{\beta_c} \left[\frac{I}{2} - \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} - \sin \frac{\varphi_1}{\gamma_j} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2\beta_L} \left(2\pi\varphi_{ext} + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\gamma_j} \right) \right] \\ \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial t^2} = \frac{1}{\beta_c} \left[\frac{I}{2} - \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} - \sin \frac{\varphi_2}{\gamma_j} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\beta_L} \left(2\pi\varphi_{ext} + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\gamma_j} \right) \right] \end{array} \right. \quad (1)$$

где $\varphi_{1,2}$ – разность фаз ДП, I – базовый ток, нормированный на I_c , $\varphi_{ext} = \Phi_{ext}/\Phi_0$ – внешний поток, нормированный на квант потока Φ_0 . Здесь

$\beta_c = 2\pi I_c R^2 C / \Phi_0$ – параметр МакКамбера,
 $\beta_L = 2\pi I_c L / \Phi_0$ – нормированная индуктивность.
 В СКВИДе емкость ДП и индуктивность сверхпроводящих проводов образуют колебательный контур, в котором возникают электромагнитные колебания с частотой

$$\omega_{res} = \sqrt{1/\beta_c \beta_L}. \quad (2)$$

Система уравнений (1) решается численно с использованием метода Рунге–Кутты четвертого порядка. Для вычисления ВАХ проводится усреднение напряжения по времени.

Основные результаты

В наших вычислениях мы полагали $\beta_c = 10$, $\beta_L = 1$ и $\varphi_{ext} = 0.25$. На рис.1 показаны вольт-амперные характеристики для СКВИДа с топологически тривиальным (кривая 1) и нетривиальным (кривая 2) барьером.

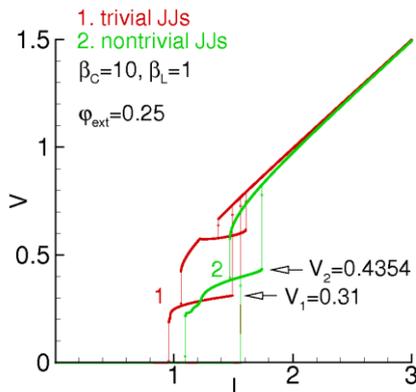


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика СКВИДа с топологически тривиальным и нетривиальным барьером

ВАХ тривиального СКВИДа демонстрирует ветвь при $V_1 = 0.31$, происхождение которой связано с резонансом джозефсоновских осцилляций с электромагнитными колебаниями СКВИДа, т.е. вершина данной ветви на ВАХ соответствует резонансному условию $\omega_{res} = \omega_J$. Также на ВАХ наблюда-

ется ветвь, соответствующая второй гармонике. В случае нетривиального барьера данная резонансная ветвь смещается и образуется при $V_2 = 0.4354$.

Анализ результатов показывает, что положение резонансной ветви по напряжению в нетривиальном случае больше на $\sqrt{2}$ относительно тривиального, т.е. отношение положения резонансных ветвей $V_2 / V_1 = 1.4045 \approx \sqrt{2}$.

В заключение отметим, что проведено исследование двухконтактного СКВИДа с джозефсоновскими переходами, содержащими топологически нетривиальные барьеры. Рассчитаны вольт-амперные характеристики СКВИДа. Представлены результаты сравнительного анализа динамики СКВИДа с топологически тривиальными и нетривиальными барьерами. Показано, что учет майорановского фермиона приводит к смещению резонансной ветви вольт-амперной характеристики СКВИДа на $\sqrt{2}$. Данный результат может быть полезным для экспериментального обнаружения майорановских фермионов в СКВИДах с топологически нетривиальными барьерами.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов №15-29-01217 и №15-51-61011.

Литература

1. L. Fu and C. L. Kane // Phys. Rev. Lett., 100, 096407 (2008).
2. Y. Tanaka, T. Yokoyama, and N. Nagaosa // Phys. Rev. Lett., 103, 107002 (2009).
3. E. Majorana // Nuovo Cimento 14, 171 (1937).
4. L. Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. B, 79, 161408 (R) (2009).
5. M. Veldhorst, *et al.* // Phys. Rev. B, 86, 024509 (2012).

Вольт-амперные характеристики и электромагнитное излучение в системе длинных джозефсоновских переходов с индуктивной и емкостной связью

И.Р. Рахмонов^{1,2,*}, Ю.М. Шукринов^{1,3}, П.Х. Атанасова^{4,§}, Е.В. Земляная¹, М.В. Башашин¹

¹ Объединенный институт ядерных исследований, 141980, Дубна, Россия.

² Физико-технический институт им. С.У. Умарова АН РТ, 734063, Душанбе, Таджикистан.

³ Международный университет природы общества и человека "Дубна", 141980, Дубна, Россия.

⁴ Пловдивский университет "Паисий Хилендарски", 4000, Пловдив, Болгария.

*rahmonov@theor.jinr.ru, §atanasova@uni-plovdiv.bg

Нами исследована система связанных длинных джозефсоновских переходов, длина которых превышает джозефсоновскую глубину проникновения. Рассчитаны вольт-амперные характеристики, пространственно-временные зависимости магнитного поля во всех джозефсоновских переходах системы. Расчеты проведены с учетом как индуктивной, так и емкостной связи между переходами. Исследовано ветвление вольт-амперной характеристики в области ступеньки нулевого поля, причиной которого является различная динамика флюксонов в отдельных переходах системы. Рассчитана интенсивность электромагнитного излучения, соответствующего различным областям вольт-амперной характеристики.

Введение

Широкие возможности для различных применений предоставляет когерентное электромагнитное излучение из высокотемпературных сверхпроводников в терагерцевой области частот [2]. Такие сверхпроводники могут быть описаны как система связанных джозефсоновских переходов (ДП), в которой наблюдается внутренний эффект Джозефсона [1]. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) данной системы демонстрирует ветвление [1], причиной которого является переключение отдельных ДП системы между состояниями с вращающейся (R-состояние) и осциллирующей (O-состояние) фазой. Ветвление может быть вызвано также различной динамикой флюксонов в каждом ДП системы, если длина перехода L больше джозефсоновской глубины проникновения λ_J . Для описания фазовой динамики системы ДП используется модель с учетом индуктивной и емкостной связи [3, 4]. В настоящей работе мы используем обобщенную модель с диффузионным током [5,6], важность которого подчеркивалась в ряде работ [7,8].

Подробные исследования ВАХ в рамках обобщенной модели до настоящего времени не проводились. Неясно, какую роль сыграет индуктивная связь: будет ли она способствовать или, наоборот,

препятствовать ветвлению ВАХ. Не исследовалось также влияние индуктивной связи на интенсивность излучения в различных областях ВАХ.

Теоретическая модель и метод численного расчета

Система уравнений, определяющая фазовую динамику системы ДП, записывается в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial \varphi_l}{\partial t} = D_c V_l + s_c V_{l+1} + D_c V_{l-1} \\ \frac{\partial V_l}{\partial t} = \sum_{i=1}^N \left(\Lambda_{l,i}^{-1} \frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial x^2} \right) - \sin \varphi_l - \beta \frac{\partial \varphi_l}{\partial t} + I \end{cases} \quad (1)$$

где φ_l и V_l – разность фаз и напряжения в l -ом ДП, I – базовый ток, β – параметр диссипации, s_c и D_c – параметры емкостной связи. Здесь Λ – матрица индуктивной связи. Элементы матрицы Λ определяются как $\Lambda_{ll} = 1$, $\Lambda_{l-1,l} = \Lambda_{l+1,l} = S$, где S – параметр индуктивной связи. Остальные элементы равны нулю. Подробное описание данной модели и методы численного исследования приведены в работе [5]. Алгоритм вычисления излучения из системы ДП приведен в работе [9]. Система уравнений (1) решается численно с использованием метода Рунге-Кутты четвертого порядка. Для вычисления ВАХ проводится усреднение напряжения по координате и времени. Для ускорения числен-

ных расчетов создана параллельная версия соответствующей компьютерной программы [10].

Основные результаты

Все расчеты проведены для системы ДП длиной $L=10$ с параметром диссипации $\beta=0.2$ и с параметрами емкостной связи $s_c=-0.05$ и $D_c=1.1$. Чтобы проследить детально влияние индуктивной связи, мы выбрали значение параметра $S=-0.05$, что соответствует слабой индуктивной связи между ДП.

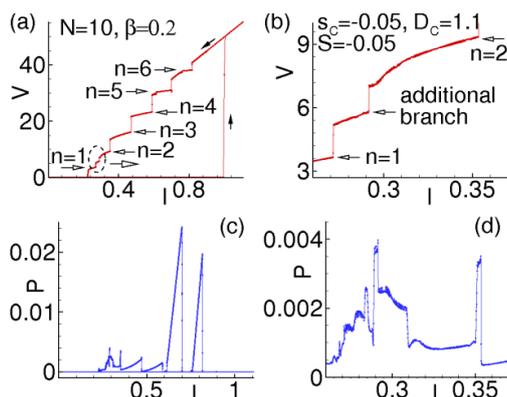


Рис. 1. (а) Вольт-амперная характеристика системы ДП; (б) ВАХ в области дополнительной ветви; (с) зависимость мощности излучения от тока; (д) то же, что на (с), в области ветвления

ВАХ этой системы приведена на рис.1(а). На ВАХ наблюдаются ряд ступенек нулевого поля. Ступеньки, отмеченные полными стрелками, соответствует состоянию с n флюксонами. Одно из отличий ВАХ системы от одиночного ДП наблюдается в области, отмеченной эллипсом, в которой появляется дополнительная ветвь ВАХ между ступеньками с двумя и одним флюксонами. Увеличение этой области показано на рис. 1(б). Детальный анализ динамики флюксонов во всех ДП показывает, что эта ветвь соответствует состоянию системы, в которой в различных ДП образуются флюксоны с разными n : в нашем случае в ДП с четными номерами образуется два флюксона, а в нечетных ДП – один. Причиной подобного ветвления ВАХ является индуктивная связь между ДП в системе. Исследуя эту область подробно, можно оценить эффект индуктивной связи на мощность излучения. На рис.1(с) представлена зависимость мощности излу-

чения от тока в соответствующих точках ВАХ. Она больше в областях ВАХ с большим количеством флюксонов. Увеличение этой зависимости, в упомянутой выше области ветвления, показано на рис.1(д). Отметим, что при переключении ВАХ на дополнительную ветвь интенсивность излучения больше, чем для состояния с двумя флюксонами в каждом ДП, несмотря на то, что в этом состоянии число флюксонов меньше.

В заключение можно сделать вывод, что учет индуктивной связи приводит к возникновению состояний, в которых разные ДП содержат различное число флюксонов, что проявляется на ВАХ в качестве дополнительной ветви. В области дополнительной ветви ВАХ, несмотря на меньшее число флюксонов, наблюдается рост интенсивности излучения по сравнению с соседними флюксонными состояниями.

Работа выполнена при поддержке проекта НИИ5-ФМИ-004, программы сотрудничества «ОИЯИ-Болгария» и гранта РФФИ 15-29-01217.

Литература

1. R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel and P. Muller. // Phys. Rev. Lett., V. 68, 2394 (1992).
2. L. Ozyuzer *et al.* // Science, 318, 1291 (2007).
3. S. Sakai, P. Bodin, N. F. Pedersen // J. Appl. Phys., V. 73, 2411(1993).
4. M. Machida and S. Sakai // Phys. Rev. B, V. 70, 144520 (2004).
5. И. Р. Рахмонов, Ю. М. Шукринов, А. Ирие // Письма в ЖЭТФ, 99, 735-742 (2014).
6. Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, P. Seidel // Physica C, 449, 62 (2006).
7. A. Irie, Yu. M. Shukrinov and G. Oya // J. Phys.: Conf. Ser., 129, 012029 (2008).
8. Ю. М. Шукринов, И. Р. Рахмонов // ЖЭТФ, 142, 332-337 (2012).
9. V.M. Krasnov // Phys. Rev. B, 82, 134524 (2010).
10. I. R. Rahmonov *et al.* // EPJ Web of Conf., 108, 02042 (2016) accepted.

Взаимодействие сверхпроводящего ВТСП генератора как источника фазо-диффузионного поля с газом

Л.С. Ревин^{1,2,3,*}, В.Л. Вакс^{1,2}, В.П. Кошелец⁴, Н.В. Wang⁵

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

2 Научно-исследовательский центр криогенной нанозлектроники, НГТУ им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород.

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

4 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва.

5 National Institute for Materials Science, Tsukuba, Japan.

*rls@ipmras.ru

В работе проведено экспериментальное исследование взаимодействия молекулярного газа с фазо-диффузионным полем и когерентным сигналом. В качестве шумового сигнала использовалась BiSrCaCuO ВТСП меза-структура, в качестве когерентного сигнала использовалась лампа обратной волны. В результате эксперимента показано, что воздействие шумового сигнала на молекулярный газ аналогично воздействию когерентного сигнала.

Введение

Взаимодействие молекулярного газа с когерентным полем приводит к наведению макроскопической поляризации молекул. По величине этого отклика с высокой точностью производится определение концентрации исследуемых компонентов газовой смеси.

Альтернативой может стать применение в качестве источника излучения генератора шумового сигнала, обладающего широким спектром. Ранее было предсказано [1], что шумовой сигнал фазо-диффузионного (ФД) поля может наводить макроскопическую поляризацию в системе, причем по величине сравнимую с поляризацией в случае когерентного поля.

Целью данной работы было экспериментальное сравнение воздействия когерентного сигнала и фазо-диффузионного поля на молекулярный газ.

Описание эксперимента

Блок-схема эксперимента представлена на рисунке 1. В качестве источника фазо-диффузионного поля использовался купратный высокотемпературный сверхпроводник BiSrCaCuO (BSCCO) [2]. В качестве источника когерентного сигнала использовалась лампа обратной волны (ЛОВ). В качестве молекулярного газа использовались пары 10% раствора аммиака. Эксперименты проводились на частоте

поглощения аммиака 572.5 ГГц. В качестве детектора использовался сверхпроводниковый интегральный приемник (СИП) [3-4], основанный на низкотемпературных джозефсоновских переходах.

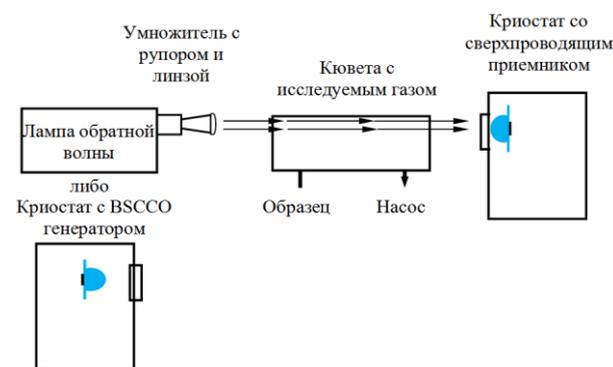


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

В случае использования сигнала BSCCO с шириной линии излучения больше, чем линии поглощения газа, на спектральной характеристике регистрировалась просадка мощности (равная поглощенной в газовой среде мощности ΔP), рисунок 2.

В результате были вычислены линии поглощения аммиака α :

$$\alpha = \Delta P / P_0, \quad (1)$$

где P_0 – падающая мощность, измеренная в отсутствие газовой среды, ΔP – мощность, поглощенная в газовой среде. На рисунке 3 приведены линии

поглощения аммиака для различного давления в ячейке.

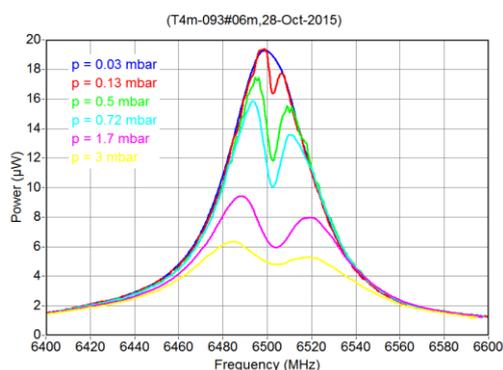


Рис. 2. Усредненный спектр сигнала BSCCO-генератора (в полосе ПЧ) на фоне линии поглощения аммиака при различном давлении

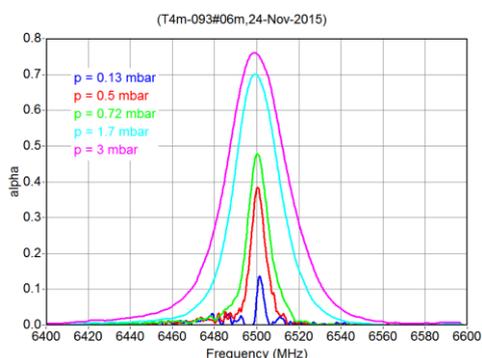


Рис. 3. Линия поглощения аммиака (частота ПЧ) в зависимости от давления в ячейке

Для узкой линии ЛОВ необходимо было менять частоту излучения и регистрировать максимум прошедшей мощности от частоты (рисунок 4).

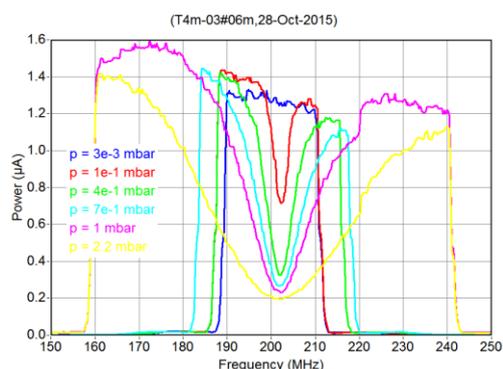


Рис. 4. Максимум спектральной линии ЛОВ на фоне линии поглощения аммиака при различном давлении

Далее для нахождения поглощения аммиака использовались те же вычисления, что и в случае фазо-диффузионного шума, формула (1). На рисунке 5 представлена зависимость поглощения α в

максимуме от давления для двух экспериментов (двух источников). С учетом погрешности измерения зависимости коэффициента поглощения для случая использования когерентного сигнала и фазо-диффузионного поля достаточно близки.

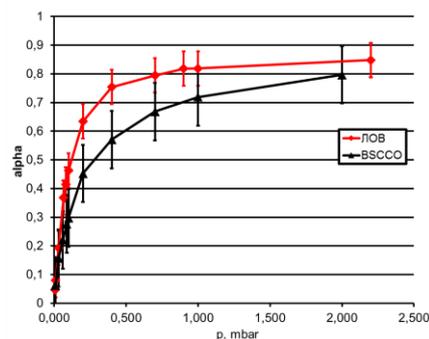


Рис. 5. Поглощение аммиака α при различном давлении (BSCCO и ЛОВ)

Заключение

Таким образом, в работе показано, что взаимодействие ФД сигнала с газом приводит к наведению макроскопической поляризации в квантовой системе, по величине сравнимой с поляризацией в случае когерентного поля.

Исследования демонстрируют возможность создания новых методов спектроскопии поглощения на основе квазишумовых источников излучения в микроволновом и ТГц диапазонах частот.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 15-02-05869 и 14-02-91335) и МОН (грант 3.2054.2014/К).

Литература

1. Sobakinskaya E.A., Pankratov A.L., Vaks V.L. Dynamics of a quantum two-level system under the action of phase-diffusion field // *Physics Letters A*, v. 376, p. 265 – 269 (2012).
2. S.Guenon, M.Grunzweig, B.Gross *et al.* Interaction of hot spots and terahertz waves in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ intrinsic Josephson junction stacks of various geometry// *Phys. Rev. B*, Vol. 82. P. 214506 (2010).
3. V.P. Koshelets and S. Shitov. Integrated superconducting receivers// *Supercond. Sci. Technol.*, Vol. 13. P. R53 (2000).
4. A.L. Pankratov, V.L. Vaks, V.P. Koshelets. Spectral properties of phase-locked flux flow oscillator// *J. Appl. Phys.*, 102, 063912 (2007), pp. 063912-1 – 063912-5.

Связанные топологические состояния в структурах сверхпроводник–ферромагнетик

А.В. Ромашкин^{1*}, М.В. Сапожников¹, 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, 603950.

*romashkin@ipmras.ru

В работе теоретически исследуется гибридная плоскостойкая система сверхпроводник-ферромагнетик со скирмионным распределением вектора намагниченности в ферромагнитной пленке. В рамках теории Лондонов найдено распределение экранирующих токов, возникающих в сверхпроводящей пленке, и рассчитана потенциальная энергия сверхпроводящего вихря в поле этого тока.

Магнитные состояния, несущие топологический заряд, обнаруженные в магнитных хиральных материалах, привлекли к себе повышенное внимание благодаря необычным эффектам, которые они демонстрируют: топологическому эффекту Холла и их высокой подвижности в достаточно малых электрических токах (10 A/cm^2) [1]. Характерный масштаб скирмионов от 1 до 100 нм. Цилиндрические магнитные домены, образующиеся в тонких магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией во внешнем магнитном поле, топологически эквивалентны скирмионам в хиральных магнитных материалах. Аналогичным образом топологически заряженные состояния — сверхпроводящие вихри возникают при приложении магнитного поля к пленке сверхпроводника 2-го рода. В связи с этим представляется интересным исследовать взаимодействие между топологически заряженными магнитными и сверхпроводящими структурами в гибридной системе сверхпроводник–магнитная пленка.

В данной работе мы исследуем энергию и возможность пиннинга сверхпроводящего вихря в поле магнитного скирмиона заданного радиуса, распо-

ложенного в магнитной пленке. Геометрия системы приведена на рисунке 1. Слой сверхпроводника имеет толщину d_s , ферромагнетика — d_f . Толщина прослойки между слоями — a .

Начало цилиндрической системы координат выбралось в центре скирмиона, представляющего собой цилиндрический магнитный домен радиуса r_0 с толщиной доменной стенки b . Распределение намагниченности в этом случае имеет вид:

$$\mathbf{M} = M \left(0, \operatorname{sech} \frac{r-r_0}{b}, \tanh \frac{r-r_0}{b} \right). \quad (1)$$

Задача рассматривалась в модели Лондонов с правой частью, описывающей включение магнитного тока в систему сверхпроводник–ферромагнетик:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A} + \lambda^{-2} \mathbf{A} = 4\pi \operatorname{rot} \mathbf{M}. \quad (2)$$

Связь тока с вектор-потенциалом имеет лондоновский вид $\mathbf{j} = -c/(4\pi\lambda^2)\mathbf{A}$. Ток усреднялся по толщине сверхпроводника. Ферромагнетик с одиночным зафиксированным скирмионным распределением намагниченности наводит в сверхпроводнике экранирующий мейсснеровский ток. Потенциальная энергия вихря в экранирующем токе рассчитывается как работа силы Лоренца при переносе вихря из начала системы координат в конкретную точку \mathbf{r} в цилиндрической системе координат:

$$W = \frac{\phi_0}{c} \int_0^r F_r^L dr. \quad (3)$$

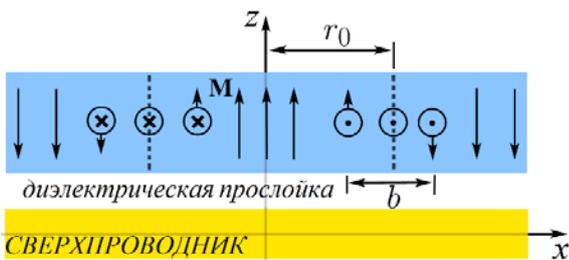


Рис. 1. Геометрия системы

На рисунке 2 представлен расчет экранирующих токов для скирмиона радиусом 100 нм в системе, имеющей следующие параметры: $d_f = 1$ нм, $d_s = 10$ нм, лондоновская глубина проникновения $\lambda = 50$ нм.

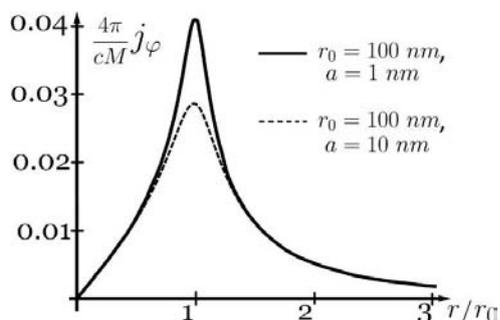


Рис. 2. Наведённый поверхностный ток для $r_0 = 100$ нм от координаты при разных значениях толщины прослойки между сверхпроводящим и ферромагнитным слоями

Очевидно, что величина экранирующих токов падает с увеличением толщины прослойки между ферромагнетиком и сверхпроводником. Аналогичным образом экранирующие токи уменьшаются при уменьшении радиуса магнитного скирмиона (см. рис. 3).

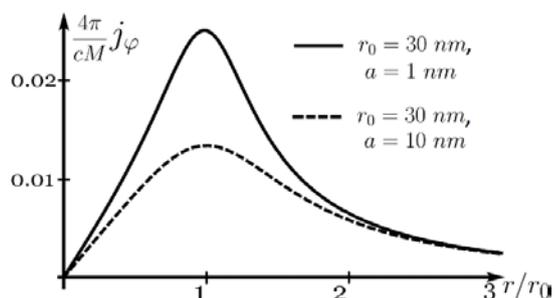


Рис. 3. Наведённый поверхностный ток для $r_0 = 30$ нм от координаты при разных значениях высоты прослойки между сверхпроводящим и ферромагнитным слоями

Типичная величина намагниченности в ферромагнетиках составляет $M \sim 10^3 - 10^4$ А/см. Следовательно, величина поверхностного тока экранировки скирмиона (для $r_0 = 30$ нм) может быть оценена снизу как $j \sim 1 - 10$ А/см. Если ток депиннинга вихрей в сверхпроводнике будет превышать эту величину, то взаимодействие между скирмионами и вихрями будет определять положение вихрей.

На рисунках 4 и 5 представлен профиль потенциальной энергии вихря, направленного по оси z , в поле экранирующих токов скирмиона радиусом в 100 нм и 30 нм.

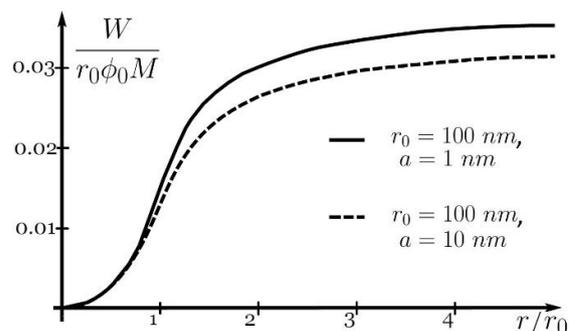


Рис. 4. Потенциальная энергия вихря в поле скирмиона с радиусом $r_0 = 100$ нм для двух значений толщины прослойки

Для такого вихря под скирмионом образуется потенциальная яма, в которую он будет стремиться попасть. Со всей очевидностью, для случая, когда толщина прослойки $a = 1$ нм, потенциальная яма становится глубже. Очевидным образом для антивихрей значение потенциальной энергии поменяет знак, и, соответственно, антивихрь уйдёт на периферию системы.

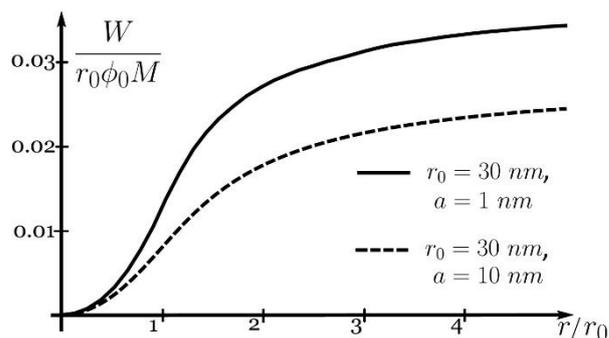


Рис. 5. Потенциальная энергия вихря в поле скирмиона с радиусом $r_0 = 30$ нм для двух значений высоты прослойки

В случае периодической решётки скирмионов рассмотренное взаимодействие приведёт к тому, что вихри будут пиннинговаться под скирмионами, а антивихри расположатся между ними.

Работа поддержана грантом РФФИ № 15-02-03046.

Литература

1. N. Nagaosa, Y. Tokura// Nature Nanotechnology, 899-911 (2013).

Разработка прототипа приёмного элемента ТГц-диапазона для телескопа APEX

К.И. Рудаков^{1,2}, П.Н. Дмитриев², А.М. Барышев³, А.В. Худченко^{2,3}, Ronald Hesper³, L.de Jong³, В.П. Кошелец²

1 Московский физико-технический институт (государственный университет), rudakov@phystech.edu,

2 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН. pavel@hitech.cplire.ru, valery@hitech.cplire.ru

3 Организация космических исследований Нидерландов(SRON), A.M.Baryshev@sron.nl, A.Khudchenko@sron.nl

Проведено исследование сверхпроводникового приёмника терагерцевого диапазона в полосе частот 0,7 -1,1 ТГц. Выполнено сравнение экспериментально измеренных характеристик приемника с результатами численного 3d моделирования сверхпроводникового приемного элемента на основе сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) переходов NbTiN-Nb-AlN-NbN; определена удельная ёмкость СИС-перехода, для используемой технологии величина Суд = 80 фФ/мкм². Разработан тестовый прототип приёмного элемента на основе 1 СИС.

Введение

В рамках проекта CHAMP для телескопа APEX (Atacama Pathfinder Experiment) был разработан и изготовлен высокочувствительный приёмник. Прибор, установленный на телескопе, состоит из двух 7-пиксельных матриц – гетеродинных приёмников, работающих в диапазонах 600–720 ГГц и 790–950 ГГц, которые соответствуют окнам прозрачности атмосферы. Высокочувствительными элементами приёмников являются смесители на основе туннельных переходов сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) Nb-AlO_x-Nb. Однако приёмники верхнего частотного диапазона имеют сравнительно высокую шумовую температуру порядка 400 К. Для улучшения чувствительности телескопа был открыт проект CHAMP+, целью которого является создание гетеродинного сверхпроводникового приёмника с шумовой температурой порядка 200 К, работающего в диапазоне 790–950 ГГц.

Данная работа посвящена исследованию прототипа приёмника диапазона 790-950 ГГц на основе СИС смесительной структуры NbTiN-Nb-AlN-NbN [1] субмикронного размера и с высокой прозрачностью (плотность тока 30 кА/см²).

Проектирование и изготовление

Для того чтобы обеспечить необходимую широкополосность, был использован дизайн на основе 2 СИС-переходов, каждый из которых имел площадь 0,5 мкм². Туннельные переходы согласованы с пря-

моугольным волноводом 300x75 мкм в Е-плоскости поля по средствам пробы и согласующих структур.

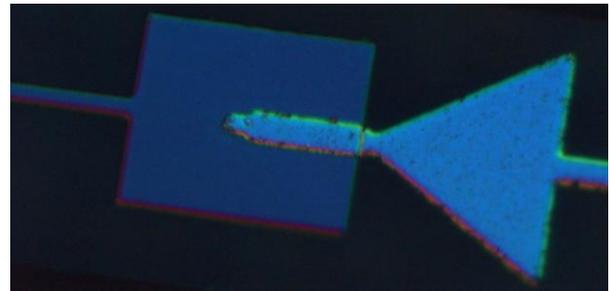


Рис. 1. Фото центральной части смесительного элемента

Поскольку рабочая частота приемника превышает «щелевую» частоту ниобия, в качестве нижнего электрода приёмного элемента использовалась плёнка сверхпроводника NbTiN ($T_c = 14.1$ К) толщиной 300 нм, а в качестве верхнего – высококачественная плёнка Al толщиной 500 нм. Верхний и нижний электроды микрополосковых линий разделены диэлектриком SiO₂ толщиной 250 нм. В области формирования СИС-переходов на NbTiN лежит плёнка ниобия толщиной 100 нм, а под Al располагается 100 нм слой NbN.

Несмотря на то, что приёмники работают в условиях вакуума, при проведении тестовых испытаний верхний слой Al постепенно разрушается ввиду высокой химической активности Al. В связи с этим часть изготовленных образцов была пассивирована тонким слоем SiO₂, что обеспечило большую надёжность и повторяемость результатов измерений характеристик СИС-переходов при термоциклировании.

Измерения

Для того чтобы оценить ширину частотного спектра излучения, принимаемого СИС-переходами, был использован интерферометр Майкельсона. В качестве широкополосного источника излучения был использован резистивный нагреватель – глобар. В качестве детектора излучения использовался исследуемый образец приёмника. Измеренная с помощью фурье-спектрометра (ФТС) кривая отклика изображена на рисунке 2.

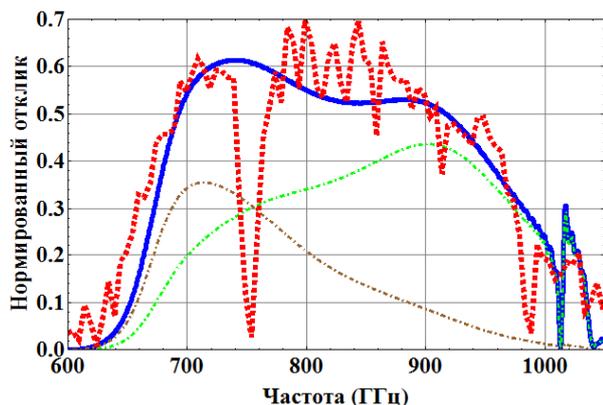


Рис. 2. ФТС – пунктирная кривая, теоретические отклики СИС переходов – штрихпунктирная кривая и суммарный теоретический отклик всего смесительного элемента – непрерывная кривая

При проектировании дизайна важно знать удельную ёмкость туннельного перехода ($C_{уд}$) как функцию плотности критического тока [2]. На рисунке 2 изображены экспериментально измеренный отклик приёмника, результаты численного 3d EM моделирования, включающего элементы настройки, волновод, волноводную закоротку и диэлектрический слой пассивации. Анализ полученных данных показал наилучшее совпадение результатов численной модели и экспериментальных данных при значении удельной ёмкости СИС $C_{уд} = 80$ фФ/мкм². Из приведённых результатов видно, что частотный отклик шире заданного и в большей части целевого диапазона 790-950 ГГц 1 СИС-переход является только генератором шума.

Шумовая температура измерялась методом Y-фактора. В качестве холодной нагрузки был использован жидкий азот – 77 К, а в качестве горячей нагрузки – комната 300 К. С учётом влияния оптической системы шумовая температура изменяется от 240 К до 550 К в диапазоне 790-950 ГГц [3].

На основании вышеописанных данных был спроектирован, изготовлен и измерен тестовый прототип приёмного элемента на 1 СИС-переходе. Образцы тестовой серии имели неоптимальные параметры, однако их измерение позволило провести сравнение старого и нового дизайнов (см. рис. 3).

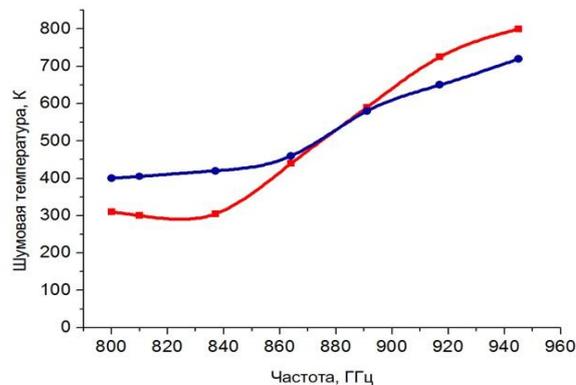


Рис. 3. Зависимость шумовой температуры от частоты для тестового прототипа приёмника на основе 1 СИС-перехода (сплайн с квадратными точками) и 2 СИС-переходов (сплайн с круглыми точками)

Заключение

Измеренная шумовая температура тестовых приёмников уже в среднем ниже на 10% температуры установленных приёмных элементов на телескопе АРЕХ. Проведенное моделирование показало возможность и целесообразность разработки дизайна приёмного элемента на основе 1 СИС-перехода, для которого, как известно, подавление магнитного поля происходит легче, чем для дизайна на основе 2 СИС.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение №14.613.21.0046; идентификатор RFMEFI61315X0046).

The work is supported by Ministry of Education and Science of the Russian Federation (project No. 14.613.21.0046, ID RFMEFI61315X0046)

Литература

1. M.Yu. Torgashin, V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, and P.A. Yagoubov. Superconducting Integrated Receivers based on Nb-AlN-NbN circuits // IEEE Trans. on Appl. Supercond., vol. 17, pp.379-382 (2007).

2. J. Kawamura, *et al.* Very high-current-density Nb/AlN/Nb tunnel junctions for low-noise submillimeter mixers // Appl. Phys. Lett., vol. 76, p. 2119 (2000).

3. A. Khudchenko, *et al.* “High-Gap Nb-AlN-NbN SIS Junctions for Frequency Band 790–950 GHz // Terahertz Science and Technology, IEEE Trans. on THz Science and Tech., Vol. PP (2015).

Многотерминальные планарные джозефсоновские структуры

В.В. Рязанов*, Т.Е. Голикова, С.В. Егоров, И.Е. Батов, И.В. Бобкова, А.М. Бобков

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

*ryazanov@issp.ac.ru

В докладе обсуждается ряд экспериментов по исследованию конверсии неравновесных квазичастиц в сверхпроводящие пары. Представлено два типа многотерминальных джозефсоновских структур, использованных в этих экспериментах.

Введение

Перспективные элементы сверхпроводниковой наноэлектроники и спинтроники содержат границы раздела нормальный металл (N) – сверхпроводник (S), а также ферромагнетик (F) – сверхпроводник (S) с высокими контактными сопротивлениями. Эти высокоомные NS и FS границы являются источниками неравновесных квазичастиц, инжектируемых в сверхпроводник. Процессы релаксации неполяризованных квазичастиц в сверхпроводнике активно исследовались в 70-80-х годах прошлого века, в основном для сэндвичевых структур микронных размеров и для температур вблизи критической температуры сверхпроводника T_c . Релаксация спин-поляризованных квазичастиц в сверхпроводнике, возникающих на FS-границах, фактически до сих пор совсем не исследовалась.

Структура для исследования нелокальных неравновесных эффектов

С целью исследования релаксации неравновесных спин-поляризованных квазичастиц в сверхпроводнике были изготовлены планарные субмикронные структуры с джозефсоновскими SNS-переходами (Al-Cu-Al) и ферромагнитными инжекторами (Fe) спин-поляризованных квазичастиц, изображенные на рис.1. Изучались неравновесные нелокальные эффекты, возникающие при инжекции спин-поляризованных токов. Подобные структуры использовались нами ранее в [1] для исследования неполяризованной инжекции в сверхпроводник из медных инжекторов, расположенных на месте ферромагнитных (Fe) инжекторов (см. рис.1). Детектором изучаемых неравновесных процессов является джозефсоновский SNS-переход (Al-Cu-Al), напряжение V на котором измеряется с помощью

сверхпроводящих алюминиевых выводов непосредственно на переходе.

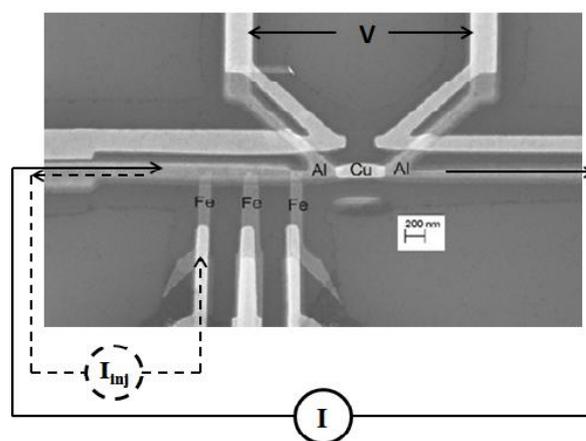


Рис. 1. Микрофотография многотерминальной джозефсоновской структуры. Сплошными линиями показана «локальная» схема эксперимента, а пунктиром – «нелокальная»

Стандартная вольт-амперная характеристика с критическим током I_c измерялась по «локальной измерительной схеме», показанной на рисунке сплошной линией. В инжекционных экспериментах ток инжекции заводился через ферромагнитные (железные) инжекторы, имеющие непосредственный контакт с одним сверхпроводящим берегом SNS-контакта, и выводился из того же берега. Эта «нелокальная измерительная схема» показана на рисунке пунктирной линией. Полный ток через SNS-переход в нелокальном эксперименте был равен нулю. Тем не менее после превышения током значения I_{cNL} на SNS-переходе возникало «нелокальное» напряжение в том случае, когда расстояние между переходом и инжектором было сравнимо или меньше длины конверсии неравновесных квазичастиц в куперовские пары λ_Q , которая в случае инжекции неполяризованных квазичастиц из нор-

мального (медного) инжектора в алюминированный берг SNS-перехода составляла ~ 5 мкм [1]. В случае ферромагнитных инжекторов эта длина оказалась почти вдвое меньше, вопреки нашим ожиданиям, связанным с тем, что конверсия спин-поляризованных квазичастиц в пары должна быть затруднена при избытке одного знака спина.

Структура для исследования неравновесных эффектов с помощью нормальной и сверхпроводящей проб

В этой структуре, показанной на рис. 2 а,б джозефсоновский SNS переход (Nb-Au-Nb), отмеченный соответствующими буквами на схеме, использовался как инжектор заряда Q неравновесных квазичастиц в сверхпроводник (Nb). В качестве детектора зарядового разбаланса использовались расположенные напротив друг друга сверхпроводящая (Jv1) и нормальная (Ni1) пробы, измеряющие разность химических потенциалов нормальной (μ_N) и сверхпроводящей (μ_S) электронных компонент в сверхпроводнике (см. подробнее [1] и цитированные там работы). Напряжение, возникающее между этими S и N контактами и определяемое разностью химпотенциалов ($\mu_N - \mu_S$), непосредственно связано с разбалансом заряда Q , генерируемом при инжекции. Заряд Q релаксирует в сверхпроводнике на характерной длине λ_Q . Градиент ∇Q определяет проникновение в сверхпроводник продольного

электрического поля $E = -\nabla Q / [2eN(0)]$ и возникновение дополнительного к сопротивлению N-барьера сопротивления SNS-перехода. На рис.2в показаны две серии кривых для разных температур, одна из которых представляет ВАХ SNS-перехода, измеренную двумя сверхпроводящими (S) вольтметрическими пробами (Jv1) и (Jv2), а вторая – напряжение между сверхпроводящей (Jv1) и нормальной (Ni1) пробами при одном и том же токе через SNS-переход, задаваемом вдоль сверхпроводящих берегов. Практически линейный, особенно при самых низких температурах, участок ВАХ сопровождается заметным изломом при достижении «щелевого» напряжения. При этих же значениях тока возникает еще более заметный перелом на кривой для напряжения V_{ns} между S и N пробами, поскольку в сверхпроводник из нормального металла инжектируется большое количество «надщелевых» неравновесных квазичастиц. Их доля определяется превышением над щелью суммы приложенного к SNS-переходу напряжения (вернее, энергии eV) и температурного распределения kT . Остальные («подщелевые») квазичастицы испытывают андреевское отражение на NS границах и не проникают в сверхпроводник.

Литература

1. Т.Е. Golikova, M.J. Wolf, D. Beckmann *et al.* // Physical Review B, V. 89, 104507 (2014).

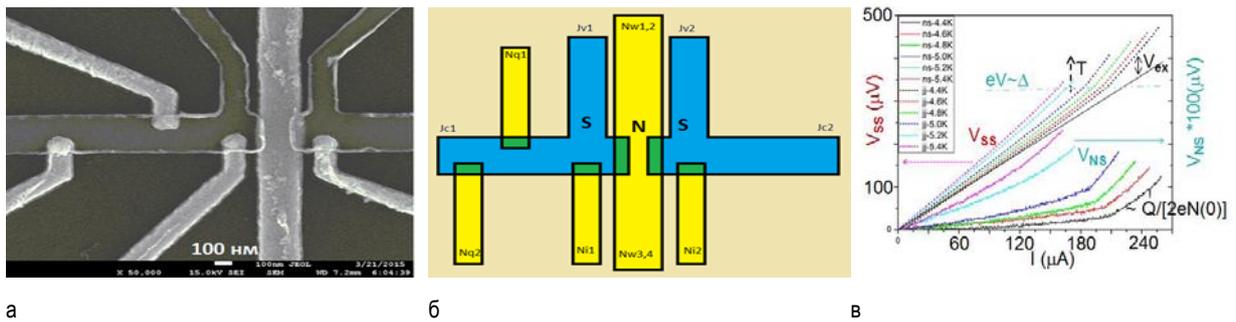


Рис. 2. а) Микрофотография и б) схема структуры для исследования неравновесных эффектов с помощью нормальной и сверхпроводящей проб: желтым цветом показаны тонкопленочные золотые полоски, синим – полоски сверхпроводящего ниобия; в) в левой верхней части представлены пунктиром вольт-амперные характеристики джозефсоновского SNS-перехода; соответствующие напряжения V_{ss} (между контактами Jv1 и Jv2 на схеме) показаны на левой оси. Сплошными линиями представлено напряжение зарядового разбаланса, возникающее между сверхпроводящей (Jv1) и нормальной (Ni1) пробами при тех же токах через переход; соответствующее напряжение V_{ns} показано на правой оси, масштаб которой увеличен в 100 раз по сравнению с левой осью. Кривые для одинаковых температур показаны одним цветом.

Электродинамика слоистых гибридных SFS структур в окрестности 0- π -перехода

А.В. Самохвалов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7, 607680.
samokh@ipm.sci-nnov.ru

Теоретически изучено влияние прозрачности SF-границы на экранирующие свойства и ток-фазовую зависимость гибридных джозефсоновских структур сверхпроводник(S)/ферромагнетик(F)/сверхпроводник с тонкими (порядка сверхпроводящей длины когерентности) S-слоями в окрестности фазового перехода между 0 и π состояниями.

Необычное поведение гибридных структур, состоящих из чередующихся слоев сверхпроводника (S) и ферромагнетика (F), как правило, связано с явлением π -сверхпроводимости, при котором равновесное состояние системы соответствует формированию нетривиальной разности фаз π между соседними сверхпроводниками [1]. Экспериментально формирование π -фазы определяют по поведению критической температуры T_c перехода гибридной системы в нормальное состояние или посредством измерения критического тока I_c в джозефсоновских SFS-структурах [2]. В последнем случае, как правило, наблюдаются затухающие колебания амплитуды критического тока I_c с увеличением толщины d_f и/или обменной энергии ферромагнитного барьера [3]. Изменение основного состояния SFS-контакта формально описывается сменой знака I_c , что должно означать заметное подавление критического тока при переходе контакта из 0- в π -фазу (рис.1). В настоящее время стационарные свойства «грязных» джозефсоновских SFS-структур достаточно подробно изучены в рамках модели, не учитывающей подавление сверхпроводящих свойств электродов («жесткие» граничные условия) [1]. Эффект близости на SF-границах приводит к частичному или полному подавлению сверхпроводимости в S-слоях, а величина эффекта зависит как от структуры парной волновой функции (т.е. от типа состояния – 0 или π), так и от существования и прозрачности барьеров между сверхпроводником и ферромагнетиком. Особенности эффекта близости на SF-границе (пространственные осцилляции волновой функции куперовских пар в F-слое) приводят также к аномальному поведению экранирующих свойств гибридных структур: немонотонной зависимости эффективной длины проникновения магнитного поля от толщины F-слоя [3,4], парамагнитному эффекту Мейснера [5] и ЛОФФ-неустойчивости в плоскости слоев [6]. Ука-

занные эффекты становятся особенно заметными в случае тонких S слоев (порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ_s), когда возможно заметное подавление сверхпроводящего параметра порядка Δ в S-слоях, и использование «жестких» граничных условий оказывается недостаточным. Поведение трехслойной диффузной SFS-структуры с тонкими S-слоями и прозрачными барьерами в окрестности 0 – π перехода для температур T , близких к крити-

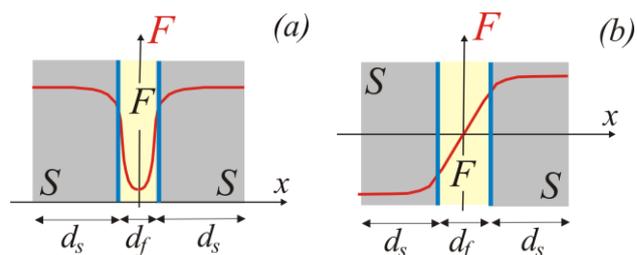


Рис. 1. Качественный вид распределения волновой функции куперовских пар в трехслойной SFS-структуре: (а) 0 – фаза [$F(-x) = F(x)$]; (б) π – фаза [$F(-x) = -F(x)$]

ческой T_c , изучено в [7] с использованием разложения Гинзбурга-Ландау. Переход между 0 и π состояниями в такой структуре сопровождается аномальным увеличением эффективной глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T)$ при понижении температуры T , которое наблюдалось в экспериментах [4].

В докладе изучено влияние прозрачности SF-границы на экранирующие свойства диффузной SFS-структуры с тонкими S-слоями в окрестности фазового перехода между 0- и π -состояниями. В рамках микроскопической теории исследовано влияние эффекта близости в S-электродах и их толщины d_s на ток-фазовую зависимость джозефсоновского контакта с ферромагнитным барьером.

Работа поддержана грантом №15-12-10020 Российского научного фонда.

Литература

1. A.I. Buzdin // Rev. Mod. Phys., 77, 935 (2005); Ю.А. Изюмов и др. // УФН, 172, 113 (2002) .
2. V.V. Ryazanov, et al. // Phys. Rev. Lett., 86, 2427 (2001); T. Kontos, et al. // Phys. Rev. Lett., 89, 137007 (2002).
3. А.И. Буздин, и др. // П. ЖЭТФ, 35, 147 (1982); А.И. Буздин, М.Ю. Куприянов // П. ЖЭТФ, 53, 308 (1991); T. Lemberger, et al. // J. Appl. Phys., 103,7
4. N. Pompeo, et al. // Phys. Rev. B, 90, 064510 (2014).
5. F. S. Bergeret, et al. // Phys. Rev. B, 64, 134506 (2001).
6. S. Mironov et al. // Phys. Rev. Lett., 109, 237002 (2012).
7. A.V. Samokhvalov, A.I. Buzdin, Phys. Rev. B, 72, 100501 (2015).

Электронная структура и пиннинг вихрей в сверхпроводнике второго рода с мезоскопической полостью

А.В. Самохвалов*, А.С. Мельников

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

* samokh@ipm.sci-nnov.ru

Приведены результаты теоретических исследований электронной структуры и особенностей индивидуального пиннинга вихревых структур в сверхпроводниках второго рода, захваченных непроводящим цилиндрическим дефектом (полостью) с характерным радиусом R меньше или порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ . Показано, что нормальное рассеяние квазичастиц на поверхности цилиндра вызывает качественную перестройку аномальной (подщелевой) ветви энергетического спектра квазичастиц в вихре Абрикосова и приводит к формированию мини-щели $\Delta_m \approx \Delta(R/\xi)$ в спектре квазичастиц в окрестности уровня Ферми (Δ - сверхпроводящая щель). Предложена микроскопическая модель и сформулирован критерий депиннинга (срыва) вихря Абрикосова из полости, которые учитывают перестройку спектра квазичастичных возбуждений в вихре. Основываясь на уравнениях Эйлебергера, выполнены самосогласованные квазиклассические расчеты распределения сверхпроводящего параметра порядка и локальной плотности состояний в многоквантовом вихре, захваченном цилиндрической полостью, и найдены условия устойчивости.

Проблема пиннинга магнитного потока является одним из фундаментальных вопросов физики вихревого состояния в сверхпроводниках второго рода, которая имеет одновременно и большое прикладное значение [1]. Простейшей моделью локализованного центра пиннинга в сверхпроводнике может служить цилиндрическая полость, заполненная изолятором. Впервые задача о взаимодействии одиночного вихря Абрикосова и цилиндрической непроводящей полости радиуса $\xi \ll R \ll \lambda$ в массивном сверхпроводнике второго рода была решена в лондоновском приближении в работе [2]. Здесь λ - это лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, а ξ - длина когерентности, зависящие от температуры T . Для вычисления энергии пиннинга вихря Абрикосова на дефекте с $R \sim \xi$ при температурах T , близких к критической температуре T_c , адекватным является приближение Гинзбурга–Ландау, которое учитывает неоднородность модуля параметра порядка в коре вихря. Грубые оценки потенциала пиннинга вихря на протяженном дефекте с учетом "продавливания" параметра порядка в области дефекта дают очевидную квадратичную зависимость критического тока депиннинга $j_p \sim (R/\xi)^2$ от поперечного размера дефекта R [1]. Полученное недавно в работе [3] приближенное аналитическое решение уравнений Гинзбурга–Ландау, описывающее вихрь Абрикосова вблизи малой цилиндрической непроводящей полости ($R \ll \xi$), предсказывает заметно большее значение тока де-

пиннинга, что объясняется существенными искажениями параметра порядка и сверхтока в вихре, вносимыми дефектом.

Однако полученные из феноменологических моделей (лондоновское приближение или модель Гинзбурга–Ландау) выводы и оценки несправедливы при низких температурах $T \ll T_c$ и/или если характерные масштабы оказываются порядка длины когерентности при нулевой температуре ξ_0 . Если размер дефекта настолько мал, что $R \leq \xi_0$, становятся заметными микроскопические эффекты и необходим последовательный учет квазичастичных возбуждений в коре вихря, определяющих как структуру, так и динамику вихря Абрикосова [4]. Квазиклассический расчет электронной структуры вихря, взаимодействующего с цилиндрической непроводящей полостью, выполненный в работе [5], показал, что нормальное рассеяние квазичастиц на поверхности дефекта качественно изменяет вид спектра возбуждений: при $T = 0$ в спектре возникает мини-щель $\Delta_m \sim (R/\xi_0)\Delta_0 \gg \omega_0$ ($R \ll \xi_0$), размер Δ_m которой растёт с увеличением радиуса дефекта R (Δ_0 - величина сверхпроводящей щели при $T=0$ далеко от вихря и дефекта, $\hbar\omega_0 = \Delta_0^2/\epsilon_F$ - расстояние между уровнями спектра подщелевых состояний). Позднее этот вывод был подтвержден в работе [6] расчетами аналогичного спектра с использованием уравнений Боголюбова-де-Жена [7]. В соответствии с известным критерием сверхтекучести

Ландау [8], образование мини-щели Δ_m в спектре локализованных состояний и "разрыв" аномальной (подщелевой) ветки спектра должны приводить к подавлению диссипации при низких температурах $T \ll \Delta_m$ [4, 8]. Макроскопически подавление диссипации означает прекращение движения вихрей под действием внешнего тока, т.е. пиннинг вихрей. Принимая во внимание описанную модификацию спектра квазичастичных возбуждений, в работе [9] была предложена микроскопическая теория депиннинга вихря из полости с $R < \xi_0$ под действием внешнего тока и установлена связь между процессом срыва вихря с центра пиннинга и топологическими изменениями вида квазиклассической орбиты для энергии Ферми.

Квазиклассические расчеты аномальных ветвей спектра в N-квантовом вихре, расположенном в цилиндрической непроводящей полости с $R < \xi_0$, выполнены в [5]. Как и в случае отсутствия дефекта, спектр подщелевых состояний N-квантового вихря содержит N аномальных ветвей, пересекающих уровень Ферми. Нормальное отражение квазичастиц от поверхности дефекта качественно изменяет вид подщелевого спектра: для малых значений углового момента квазичастиц $|\mu| < k_F R$ возникают новые связанные состояния с энергией $\sim \pm \Delta_0$. При увеличении радиуса дефекта подщелевые ветви спектра отодвигаются от уровня Ферми, формируя мини-щель в спектре элементарных возбуждений.

В соответствии с лондоновской моделью [2] максимальное число вихрей N, захваченных непроводящей полостью радиуса R, не может превышать значения $R/2\xi$. Откуда немедленно получаем оценку критического радиуса полости, в которой могут оказаться захваченными два (три) вихря Абрикосова: $R_p^{(2)} \approx 4\xi$ ($R_p^{(3)} \approx 6\xi$). Для более точной оценки критического радиуса можно воспользоваться критерием Ландау (отсутствие состояний на уровне Ферми) и квазиклассическими расчетами спектра N-квантового вихря в полости [5]: $R_L^{(2)} \approx 0.8\xi$ ($R_L^{(3)} \approx 1.4\xi$) для N=2(3). Заметим, что микроскопический критерий [9] пиннинга N-квантового вихря в полости предсказывает существенно меньшие значения критического радиуса полости по сравнению с феноменологической оценкой [2]: $R_L^{(N)} \ll R_p^{(N)}$.

С целью проверки справедливости критерия Ландау были выполнены самосогласованные расчеты устойчивости многоквантового вихря в цилиндрической полости с учетом модификации профиля сверхпроводящей щели у дефекта и вклада делокализованных

состояний. Анализ основывался на численном решении уравнений Эйлебергера для квазиклассических функций Грина на траекториях с использованием параметризации Рикатти [10] и процедуры самосогласования при вычислении 2D профиля сверхпроводящей щели вблизи полости с многоквантовым вихрем. Одновременный с этим расчет локальной плотности состояний на уровне Ферми позволил убедиться в справедливости критерия Ландау. Расчеты показали, что потеря устойчивости N-квантового вихря, захваченного в цилиндрической полости, сопровождается появлением состояний на уровне Ферми и происходит при $R_L^{(2)} < 0.44\xi$ ($R_L^{(3)} < 0.93\xi$) для N=2(3) при температуре $T=0.05T_c$. Отличие значений $R_L^{(N)}$, полученных из самосогласованных численных расчетов и на основании анализа спектра подщелевых состояний, отражает изменение структуры кора вихря вследствие эффекта Крамера–Пеша (Kramer–Pesch effect) [4, 11].

На рисунке 1 приведен пример расчета локальной плотности состояний LDOS на уровне Ферми ($\epsilon=0$) в окрестности цилиндрической полости с критическим радиусом $R=0.44\xi$ и захваченным двухквантовым вихрем. На вставке показано распределение LDOS как функция энергии ϵ и расстояния от оси цилиндра r вдоль сечения АВ. Устойчивому двухквантовому вихрю в полости соответствует отсутствие состояний на уровне Ферми и образование мини щели в спектре подщелевых состояний.

Работа частично поддержана грантом РФФИ и программой РАН "Актуальные проблемы физики низких температур".

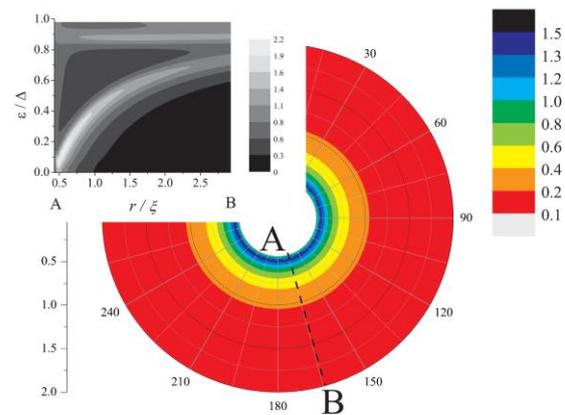


Рис. 1. Распределение LDOS на уровне Ферми ($\epsilon=0$) в окрестности цилиндрической полости ($R=0.44\xi$) с двухквантовым вихрем. На вставке показано распределение LDOS(ϵ, r) вдоль сечения АВ

Литература

1. G.Blatter, *et al.* // *Rev. Mod. Phys.*, 66, 1125 (1994).
2. Г. Мкртчян, В. Шмидт // *ЖЭТФ*, 61, 367 (1971).
3. А.А. Vespalov, А.С. Melnikov // *SuST* 26, 085014 (2013).
4. N.B.Kopnin, *Theory of Nonequilibrium Superconductivity*. Oxford: Clarendon Press, 2001.
5. А.С.Мelnikov, *et al.* // *Phys. Rev. B*, 79, 134529 (2009).
6. В. Rosenstein, *et al.* // *Phys. Rev. B*. 84, 134521 (2011).
7. П. де Жен. *Сверхпроводимость металлов и сплавов*. М.: Мир, 1968; Н.Н. Боголюбов // *ЖЭТФ*, 34, 58 (1958).
8. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Теоретическая физика*. Т. 9. М: Наука, 1978.
9. А.С. Mel'nikov, А.В. Samokhvalov // *П. в ЖЭТФ*, 94, 823 (2011).
10. N. Schopohl and K. Maki // *Phys. Rev. B*, 52, 490 (1995); N. Schopohl, arXiv:9804064 (unpublished).
11. L. Kramer, W. Pesch // *Z. f. Physik*. 269, 59 (1974).

Однофотонный детектор ИК-диапазона на основе сверхпроводящих пленок WSi

В.А. Селезнев^{1,3}, А.В. Дивочий^{1,3}, Ю.Б. Вахтомин^{1,3}, П.В. Морозов^{1,3},
Д.Д. Васильев², К.М. Моисеев², Е.И. Малеванная², К.В. Смирнов^{1,3,4}

1 Московский педагогический государственный университет.

2 Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана.

3 ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», Москва.

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

Была разработана технология осаждения пленок WSi с толщинами в 5-9 нм, с высокими значениями температуры сверхпроводящего перехода ($T_c \sim 3,5\text{K}$) и плотностями критического тока ($j_c > 2 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$). Эксперименты по созданию WSi сверхпроводниковых однофотонных детекторов показали, что их внутренняя квантовая эффективность на длине волны 1,55 мкм достигает значений близких к 100%, а квантовая эффективность, приведенная к оптическому вводу излучения, ограничена поглощением фотонов сверхпроводником и составляет 25%.

Введение

С момента открытия регистрации одиночных фотонов видимого и ИК излучения сверхпроводниковыми наноструктурами [1] многие научные группы были вовлечены в изучение открытого эффекта, создание на его основе сверхпроводниковых однофотонных детекторов (SSPD) и повышение их характеристик, а также использование новых детекторов во множестве применений [2]. Традиционно SSPD изготавливаются на основе пленок NbN [3], технология осаждения и структурирования которых является нетривиальной задачей. Кроме того, используемые пленки NbN имеют толщину порядка нескольких нанометров, что ограничивает поглощение излучения сверхпроводником и, как следствие, значение квантовой эффективности (QE) NbN SSPD. Поэтому перспективным направлением является изучение новых сверхпроводниковых материалов, пригодных для SSPD. Пленки WSi не являются новым материалом для однофотонных детекторов [4]. Вместе с тем мы представляем оригинальную методику осаждения пленок WSi и результаты создания детекторов, которые по своим характеристикам превосходят лучшие существующие в настоящее время аналоги.

Технология осаждения и структурирования WSi-пленок

Нами был разработан метод магнетронного нанесения пленок WSi путем одновременного распыления чистых вольфрама и кремния с отдельных мишеней,

что позволяет варьировать соотношение материалов при осаждении. Напыление пленок проводилось при следующих параметрах: предварительное давление в камере $3,0 \cdot 10^{-8}$ бар, рабочее давление аргона $2,4 \cdot 10^{-6}$ бар, на кремниевую подложку толщиной 400 мкм с подслоем оксида кремния толщиной 250 нм при комнатной температуре подложки. Мощность магнетрона с Si-мишенью составляла 109 Вт, мощность магнетрона с W-мишенью – 120 Вт.

При оптимизации соотношения W и Si для пленок различных толщин, нами контролировались температура перехода в сверхпроводящее состояние (T_c) и удельное сопротивление (ρ). Для пленок толщиной 7 нм результаты измерения данной характеристики представлены в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики пленок толщиной 7 нм в зависимости от соотношения W и Si

	Содержание W в пленке	ρ	T_c
1	81,0%	199 мкОм*см	2,78 К
2	78,5%	220 мкОм*см	3,30 К
3	76,0%	191 мкОм*см	3,35 К
4	73,5%	206 мкОм*см	3,22 К
5	71,0%	245 мкОм*см	3,08 К

Исходя из полученных результатов, нами было выбрано соотношение $W_{0,76}Si_{0,24}$. Методами фото- и электронной литографии, плазмохимического травления на основе полученных пленок были сформированы чувствительные элементы однофотонного детектора - узкие полоски, имеющие форму меандра и покрывающие площадь $7 \times 7 \text{ мкм}^2$. Ширина по-

лоски и зазора составила 120 нм и 80 нм соответственно. К выводам чувствительного элемента детектора были изготовлены металлические контакты.

Методика и результаты измерений WSi однофотонных детекторов

Для охлаждения WSi однофотонных детекторов использовалась вставка в стандартный гелиевый сосуд Дьюара. Небольшой объем внутри вставки был термически изолирован от гелиевой ванны и соединен с последней капилляром. При откачке паров гелия из указанного объема достигалась температура 1,6 К. Излучение на детектор поступало посредством стандартного одномодового волокна.

Измерения QE и DC детекторов было выполнено с использованием стандартной методики [5], с использованием лазерного источника излучения на 1,5 мкм Grandway FHS1D02, измерителя мощности Ophir IRG30, контроллера поляризации, аттенюатора, счетчика импульсов напряжения Agilent 53131A.

Одним из направлений исследований при создании SSPD является оптимизация толщины сверхпроводниковой пленки. С одной стороны, механизм работы SSPD предполагает создание сверхпроводниковой полоски с минимальным сечением – тогда образовавшееся при поглощении фотона горячее пятно с большей вероятностью вызовет переход в нормальное состояние всего сечения сверхпроводниковой полоски. С другой стороны, с уменьшением толщины сверхпроводника падает и поглощение излучения детектором. Оптимальная толщина WSi-пленки была выбрана на основе измерений QE и DC детекторов, изготовленных из пленок различной толщины. На рисунке 1 показаны результаты измерения QE и DC для трех детекторов, изготовленных из WSi-пленок толщиной 5 нм, 7 нм и 9 нм. Приведенные зависимости были нормированы на 1 к их максимальному значению QE. Выход зависимости квантовой эффективности детектора от тока смещения на основе пленки толщиной 5 нм на постоянное значение в области токов $I_b/I_c > 0,75$ свидетельствует, что в этой области значение внутренней квантовой эффективности достигает своего максимума, близкого к 100%. Наличие длинной полочной зависимости QE(I_b/I_c) для этого детектора позволяет, уменьшив ток смещения детектора, зна-

чительно понизить уровень темновых отсчетов, увеличив соотношение сигнал/шум вплоть до токов $I_b/I_c \sim 0,85$. Здесь кривая темновых отсчетов демонстрирует смену зависимости – отклонение ее от логарифмической, что связано с фоновой засветкой [5]. Такие же значения отношения сигнал/шум достигаются для детектора, изготовленного из пленки WSi толщиной 7 нм, но в области токов смещения $I_b/I_c \sim 0,9$, т.к. для этого детектора зависимость QE(I_b/I_c) также выходит на насыщение в области токов $I_b/I_c > 0,9$.

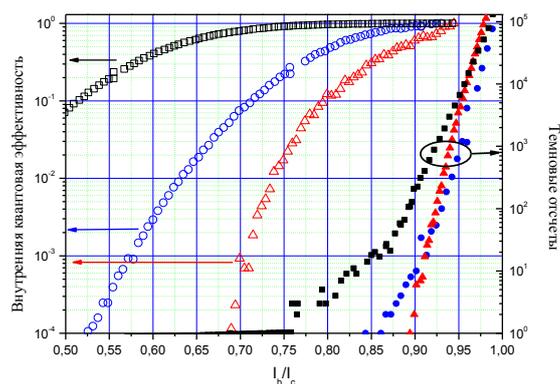


Рис. 1. Зависимости внутренней QE (открытые символы) и DC (сплошные символы) от приведенного тока смещения детектора (отношение тока смещения к току нарушения сверхпроводимости) для детекторов на основе WSi-пленки толщиной: квадраты – 5 нм, круги – 7 нм, треугольники – 9 нм при температуре 1,6 К.

Зависимость QE(I_b/I_c) для детектора из 9 нм WSi-пленки не выходит на постоянное значение. Учитывая увеличение поглощения излучения детектором на основе более толстой пленки, можно заключить, что оптимальная толщина WSi составляет 7 нм. Абсолютное значение квантовой эффективности для такого детектора превысило 25 % на $\lambda = 1,55$ мкм.

Заключение

Разработанная технология осаждения и структурирования пленок WSi позволила создать SSPD с постоянной внутренней QE, близкой к 100%, для $\lambda = 1,55$ мкм в области токов $> 0,75 I_c$ и при $T = 1,6$ К.

Литература

1. G. Gol'tsman et al. // Applied Physics Letters 79 705-707 (2001).

2. Hadfield R.H. *et al.* // Applied Physics Letters, V. 89, No. 24, 241129 (2006).
3. Gol'tsman G. N. *et al.* // Applied Superconductivity, IEEE Transactions on, V. 13, № 2, 192-195 (2003).
4. Baek B. *et al.* // Applied Physics Letters, V. 98, № 25, 1105 (2011).
5. Smirnov K. *et al.* // Applied Physics Express, V. 8, № 2, 022501 (2015).

Аналитические выражения для характеристик ПТ СКВИДа с ненулевой индуктивностью

И.И. Соловьев^{1-3, §}, Н.В. Кленов¹⁻⁴, А.Е. Щеголев⁴, С.В. Бакурский^{1,3}, М.Ю. Куприянов^{1,3}

1 МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

2 ФГУП «НИИ Физических проблем им. Ф.В. Лукина», Россия, 124460, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6.

3 МФТИ ГУ, 141700, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9.

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

§igor.soloviev@gmail.com

В рамках резистивной модели джозефсоновского контакта разработан аналитический метод расчета усредненных по времени характеристик напряжения и тока ПТ СКВИДа с малой емкостью и безразмерной индуктивностью порядка 1. Полученные аналитические выражения для вольт-поточковой характеристики позволили оценить влияние индуктивности на амплитуду отклика СКВИДа, вид передаточной функции и динамическое сопротивление. Произведен аналитический расчет циркулирующего тока в сверхпроводящем и резистивном состоянии. Получены аналитические выражения для отклика асимметричного СКВИДа с неравенством индуктивных плеч, критических токов и шунтов контактов.

Введение

СКВИД постоянного тока – один из базовых компонентов сверхпроводниковой электроники, имеющий множество приложений. Будучи, по сути, преобразователем магнитного потока в напряжение, он используется в высокочувствительных магнитометрах [1], усилителях [2], системах считывания для матриц наноразмерных детекторов [3], антеннах [4]. Разработка большинства из перечисленных устройств изначально основана на технологии, использующей низкотемпературные сверхпроводники (НТСП). Хорошая воспроизводимость параметров схем, изготавливаемых на базе НТСП, позволяет разрабатывать структуры на основе СКВИДов с определенной заданной формой функции отклика напряжения на магнитный сигнал. К таким структурам относится сверхпроводящий квантовый интерференционный фильтр (СКИФ) [5], биСКВИД [6] или биСКВИД-СКИФ. Особенности функций отклика этих структур, например высокая линейность отклика биСКВИДа, реализуются за счет соблюдения точных соотношений между параметрами схем.

Несмотря на то, что демонстрация квантовой интерференции между двумя джозефсоновскими переходами, соединенными полоской сверхпроводника, состоялась более полувека назад, форма отклика ПТ СКВИДа так и не была найдена аналитически

для типичных в практических приложениях значений параметров устройства на базе НТСП. В то время как качественный анализ формы отклика основан на аналитическом подходе, пренебрегающем ненулевым значением индуктивности СКВИДа [7], практическая оптимизация схем осуществляется с помощью численного моделирования.

Одна из попыток развития аналитического подхода к описанию основных характеристик СКВИДа для малой, но ненулевой индуктивности была предпринята в работе [8]. Авторы представили разностную фазу СКВИДа $\psi = (\varphi_1 - \varphi_2)/2$ ($\varphi_{1,2}$ – фазы джозефсоновских контактов) в виде суммы внешнего магнитного потока $\varphi_e = \pi\Phi_e/\Phi_0$ (Φ_e – внешний поток, Φ_0 – квант потока) и малой поправки x , пропорциональной индуктивности: $\psi = -\varphi_e + x$. Поправка x искалась в виде ряда Фурье, и поэтому формулы искоемых аналитических зависимостей так же содержали ряды. Сложность полученных выражений явилась основным препятствием для их использования в проектировании и анализе схем на основе СКВИДов.

Схема аналитического метода

В представляемой работе мы развиваем идею разложения разностной джозефсоновской фазы в ряд: $\psi = \psi_0 + \psi_1 + \psi_2 + \dots$ ($\psi_0 \gg \psi_1 \gg \dots$), где ψ_0 –

медленно меняющаяся часть, а $\psi_1 + \psi_2 + \dots$ представляют собой осциллирующие во времени малые поправки, пропорциональные индуктивности. Такое разложение справедливо для сильно шунтированных переходов (нормированная емкость джозефсоновских контактов полагается равной нулю) и значений индуктивности СКВИДа, нормированной на джозефсоновскую индуктивность, $l \leq 1$.

Динамика симметричного СКВИДа может быть описана системой двух нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\frac{l}{2} \dot{\psi} = -(\psi + \varphi_e) - \frac{l}{2} \sin \psi \cos \theta, \quad (1a)$$

$$\dot{\theta} = \frac{i_b}{2} - \cos \psi \sin \theta, \quad (16)$$

где суммарная фаза $\theta = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$, i_b – ток питания, нормированный на критический ток джозефсоновского контакта, время нормировано на обратную циклическую характерную джозефсоновскую частоту.

Процедура нахождения отклика напряжения СКВИДа $\bar{v}(\varphi_e)$ в определенном приближении по разностной фазе сводится к последовательному определению соответствующих слагаемых в разложении ψ из уравнения (1a) с последующей подстановкой в уравнение (16). Уравнение (16) затем усредняется для определения джозефсоновской частоты $\omega_J = \bar{\theta}$, которая соответствует среднему напряжению, нормированному на произведение критического тока на нормальное сопротивление джозефсоновского перехода.

Наши вычисления показали, что уже третье слагаемое в разложении разностной джозефсоновской фазы незначительно меняет вид отклика. Сравнение функций отклика напряжения СКВИДа с нормированной индуктивностью $l=1$, рассчитанных численно (точки) и аналитически (сплошные линии) во втором приближении по разностной фазе, представлено на рисунке 1.

Найденные выражения для отклика СКВИДа позволили определить вид зависимости амплитуды отклика СКВИДа от индуктивности, построить зависимости передаточной функции от внешнего потока и динамического сопротивления от тока питания.

Циркулирующий ток в резистивном состоянии был найден в соответствии с определением $\bar{i}_{cir} = \sin \psi \cos \theta$ из выражения

$$\bar{i}_{cir} = \sin \psi_0 \overline{\cos \theta_0} + \cos \psi_0 \overline{\psi_1 \cos \theta_0}. \quad (2)$$

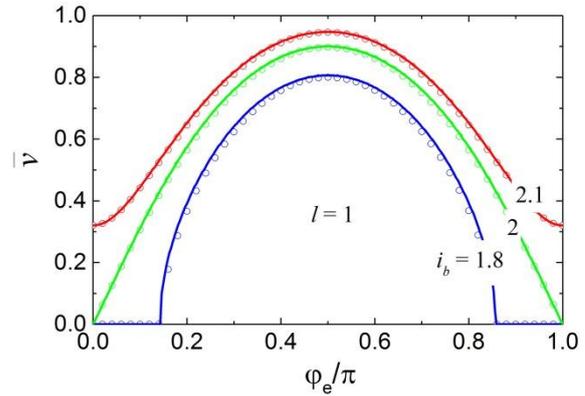


Рис. 1. Отклики напряжения симметричного СКВИДа, рассчитанные численно (точки) и аналитически (сплошные линии)

Для оценки влияния асимметрии параметров СКВИДа на формы отклика напряжения и тока система уравнений (1) была записана в общем виде с учетом неравенства индуктивных плеч СКВИДа, критических токов и нормальных сопротивлений джозефсоновских переходов. Полученная система была решена в приближении слабой асимметрии критических токов и нормальных сопротивлений при токе питания i_b , близком к критическому току СКВИДа.

Работа проводилась при поддержке гранта Президента РФ № МК-5813.2016.2, гранта РФФИ 15-32-20362-мол_a_вед и фонда «Династия».

Литература

1. Schonau *et al.* // Rev. Sci. Instrum., V. 86, 105002 (2015).
2. Schonau *et al.* // Supercond. Sci. Technol., V. 25, 015005 (2012).
3. Zakosarenko *et al.* // Supercond. Sci. Technol., V. 24, 015011 (2011).
4. Kornev *et al.* // IEEE Trans. Appl. Supercond., V. 23, 1800405 (2013).
5. J. Oppenlaender, C. Haussler, N. Schopohl // Phys. Rev. B, V. 63, 024511 (2000).
6. Kornev *et al.* // Supercond. Sci. Technol., V. 22, 114011 (2009).
7. K. K. Likharev. Dynamycs of Josephson junctions and circuits (Amsterdam: Gordon and Breach) (1986).
8. R. L. Peterson, D. G. McDonald // Journ. Appl. Phys., V. 54, 992 (1983).

Измерение слабых магнитных полей с помощью рассеяния баллистических флаксонов

И.И. Соловьев^{1-3, §}, Н.В. Кленов¹⁻⁴, А.Л. Панкратов⁵⁻⁷, Е.В. Ильичев⁸, Л.С. Кузьмин⁹

1 МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

2 ФГУП «НИИ Физических проблем им. Ф.В. Лукина», Россия, 124460, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6.

3 МФТИ ГУ, 141700, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9.

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

5 ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия.

6 НГТУ им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород, ул. Минина, 24, 603950, Россия.

7 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, 603950, Россия.

8 Institute of Photonic Technology, Jena, Germany.

9 Chalmers University of Technology, Sweden.

§igor.soloviev@gmail.com

В рамках уравнения синус-Гордона аналитически рассчитана релятивистская динамика солитонов под воздействием коротких пространственных неоднородностей вынуждающей силы и термического шума. Разработанный метод расчёта позволил рассмотреть рассеяние как чувствительный инструмент определения полярностей неоднородностей. В качестве примера устройства, работающего на основе рассеяния, проанализирован флаксоновый баллистический детектор квантовых состояний сверхпроводящих кубитов. Произведена оптимизация топологии детектора по параметрам отношения сигнала к шуму и обратного влияния на кубит. Для экспериментальных параметров показано, что отношение сигнала к шуму в измерительной процедуре оказывается выше 100, что свидетельствует о ее практичности.

Введение

Уединенные волны (называемые солитонами), сохраняющие свою форму благодаря нелинейному взаимодействию со средой, в которой они распространяются, хорошо известны как в макро-, так и в микромире. Одним из уравнений, имеющим солитонное решение, является уравнение синус-Гордона. Это уравнение описывает множество нелинейных систем, среди которых и сверхпроводящие джозефсоновские структуры, используемые, например, в вычислительных системах, включая квантовые схемы. Для считывания последних была предложена специальная концепция баллистического детектирования сигнала [1], в которой хорошо известная высокая чувствительность сверхпроводящих детекторов дополняется минимальным обратным влиянием на измеряемый объект. Принцип функционирования баллистического детектора основан на создании измеряемым объектом потенциала рассеяния, влияющего на транспорт частиц, посредством которых происходит измерение, что схоже с идеей экспериментов Резерфорда. Ввиду своей частицеподобной стабильности, соединенной

с волновой природой, солитоны (флаксоны в сверхпроводящих цепях) являются естественными кандидатами на роль частиц в этой схеме. Сверхпроводящий флаксоновый баллистический детектор был предложен [1] и исследован теоретически и экспериментально [2-4]. Экспериментальные работы [4] показали важность учета релятивистского аспекта динамики флаксонов при оценке отклика детектора, в то время как в теоретических работах [2] из-за математических трудностей рассматривался в основном лишь нерелятивистский режим с приближением стационарной скорости флаксона. Стоит отметить, что недавние теоретические работы [3, 5] продемонстрировали, что такие релятивистские эффекты, как лоренцовское сокращение длины флаксона и изменение его эффективной массы, существенно влияют на шумовые свойства системы.

Расчет динамики солитонного рассеяния

Мы разработали аналитический и численные методы, позволяющие рассчитывать динамику рассеяния солитона на коротких (по сравнению с разме-

ром солитона) неоднородностях вынуждающей силы в присутствии тепловых флуктуаций, с учетом релятивистских эффектов.

Аналитическое описание рассеяния возможно в случае малости всех возмущающих членов в уравнении синус-Гордона. Для записи системы нелинейных дифференциальных уравнений, описывающей временную эволюцию скорости солитона и его центральной координаты, может быть использован подход теории возмущений для коллективных координат, представленный в работе [6]. С использованием найденных скорости и координаты солитона как функций времени нами были получены выражения для задержки времени распространения солитона на отрезке фиксированной длины, вызванной рассеянием (временной отклик детектора), стандартное отклонение этого времени (тепловой джиттер) и их отношение (отношение сигнала к шуму).

В случае когда рассеяние не может рассматриваться в качестве возмущения (ввиду большой амплитуды рассеяния или из-за того, что движение солитона не может считаться баллистическим), решение исходной системы дифференциальных уравнений может быть получено численно. При этом для ускорения вычислений эффект, привносимый шумом, может быть учтен с помощью разработанного нами аналитического подхода.

Наконец, если все возмущающие члены уравнения синус-Гордона не малы, это уравнение рассчитывается численно с последующим усреднением по ансамблю реализаций.

Для проверки разработанных методов мы рассчитали отклик детектора, Δt , тепловой джиттер, σ_{Σ} , и отношение сигнала к шуму, SNR, используя три представленных подхода: (i) аналитический, (ii) численное решение исходной системы дифференциальных уравнений с последующим учетом флуктуационного эффекта посредством аналитических выражений, и (iii) численное решение уравнения синус-Гордона с последующим усреднением по 10000 реализаций. Результаты расчета для взаимодействия солитона с дипольной неоднородностью безразмерной ширины $d = 20$, помещенной в центр отрезка длины $L = 60$ (безразмерная амплитуда диполя $\mu = 0.1$, параметры уравнения синус-Гордона: параметр демпфирования $\alpha = 0.01$, интенсивность флуктуаций $\gamma = 10^{-3}$), представлены на рисунке 1.

Некоторое несовпадение данных возникает при малых значениях вынуждающей силы i (тока питания во флаксонном детекторе), когда эффект рассеяния проявляется наиболее сильно.

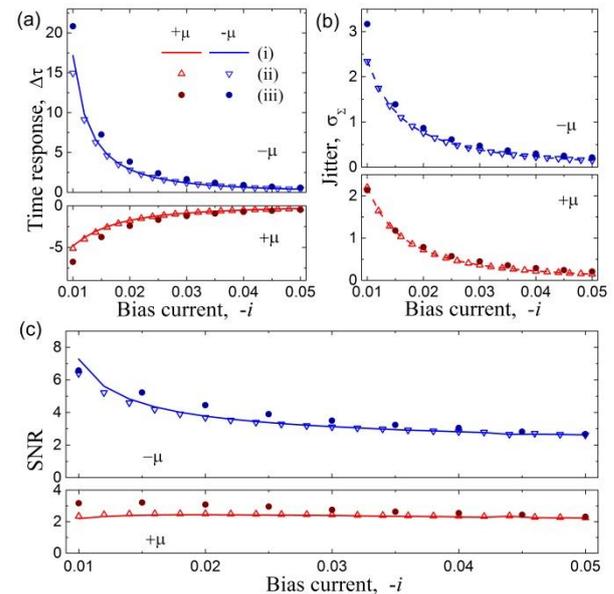


Рис. 1. (a) Временной отклик детектора, (b) суммарный тепловой джиттер, (c) отношение сигнала к шуму для обеих полярностей дипольной неоднородности. Начальная скорость солитона $u(0) = 0$

Если время проведения измерения много меньше времени релаксации кубита, соответствующий вклад в ошибки можно не учитывать [2] и отношение сигнала к шуму, рассчитанное для динамики рассеяния, будет соответствовать отношению сигнала к шуму детектора. Для реальных экспериментальных температур интенсивность шума оказывается меньше на два - три порядка ($10^{-5} - 10^{-6}$), что соответствует $\text{SNR} \sim 100$.

Работа проводилась при поддержке гранта Президента РФ № МК-5813.2016.2, гранта РФФИ 15-32-20362-мол_a_вед и фонда «Династия».

Литература

1. D. V. Averin, K. Rabenstein, and V. K. Semenov // Phys. Rev. B, V. 73, 094504 (2006).
2. A. Fedorov *et al.* // Phys. Rev. B, V. 75, 224504 (2007).
3. I. I. Soloviev *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 105, 202602 (2014).
4. K. G. Fedorov // Phys. Rev. Lett., V. 112, 160502 (2014).
5. A. L. Pankratov, A. V. Gordeeva, and L. S. Kuzmin // Phys. Rev. Lett., V. 109, 087003 (2012).
6. D. W. McLaughlin and A. C. Scott // Phys. Rev. A, V. 18, 1652 (1978).

Исследование микроволнового транспорта в твердотельной гибридной структуре кубит-резонатор

А.Н. Султанов^{1*}, Д.С. Карпов², Я.С. Гринберг¹, С.Н. Шевченко^{2,3}

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

² Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина, пр-т Ленина, 61, Харьков, 61103, Украина.

³ Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, Харьков, 61000, Украина.

*sultanov.aydar@ngs.ru

Исследовано прохождение микроволнового сигнала через открытую копланарную полосковую линию, взаимодействующую с системой кубит-резонатор посредством непрямои связи (indirect coupling). Проведен расчет коэффициентов прохождения микроволнового сигнала для одного кубита и N фотонов в резонаторе.

Введение

Системы, содержащие так называемые искусственные атомы, являются объектами интенсивных исследований в настоящее время. Решаются задачи по характеристике подобных систем, считыванию состояний системы и т.д. В настоящей работе рассчитывается однофотонный коэффициент прохождения через систему, состоящую из одного кубита, связанного с одномодовым фотонным резонатором (ФР), содержащим N фотонов. ФР в свою очередь взаимодействует с микроволновым трактом.

Метод расчёта

В данной работе использовался метод эффективного неэрмитова гамильтониана, подробно описанный в работе [1]. 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 гамильтониана, описывающих взаимодействие кубита с резонатором ($\hbar\lambda(a^\dagger + a)\sigma_x$) и резонатора с волноводом ($\hbar\xi\sum_k(c_k^\dagger a + c_k a^\dagger)$). Гильбертово пространство ограничим следующим набором состояний:

$$\begin{aligned} |k_1\rangle &= |k_{wg}, g, N-1\rangle & |k_2\rangle &= |k_{wg}, e, N-2\rangle \\ |1\rangle &= |0_{wg}, g, N\rangle & |2\rangle &= |0_{wg}, e, N-1\rangle. \end{aligned}$$

Первый элемент описывает наличие (k_{wg}) или отсутствие (0_{wg}) фотонов с частотой ω в копланарном волноводе, второй элемент описывает основное (g) или возбужденное (e) состояние кубита, третий член – количество фотонов в фотонном резонаторе.

Взаимодействие между кубитом и фотонным полем в резонаторе приводит к возникновению в ФР двух состояний с энергиями E_1 и E_2 ($i=1,2$):

$$E_i / \hbar = \omega_k + \frac{2\omega_c N - 3\omega_c - (-1)^i \Omega_R}{2},$$

где частота Раби $\Omega_R = \sqrt{(\omega_c - \Omega)^2 + 4\lambda^2(N-1)}$ и $E_1 - E_2 = \hbar\Omega_R$.

Применяя к элементам выбранного гильбертова пространства методику вычисления транспортных коэффициентов, описанную в [1], получим следующие основные результаты.

Основные результаты

Были получены аналитические выражения, описывающие транспорт микроволновых фотонов:

$$\begin{aligned} t_{++} &= 1 - ja_1^2 N \hbar \Gamma R_{11}^1 - ja_1 b_1 \sqrt{N(N-1)} \hbar \Gamma R_{12}^1 - \\ &\quad - ja_1 b_1 \sqrt{N(N-1)} \hbar \Gamma R_{21}^1 - jb_1^2 (N-1) \hbar \Gamma R_{22}^1 \\ t_{+-} &= -ja_1 a_2 \hbar \Gamma N R_{11}^1 - ja_2 b_1 \hbar \Gamma \sqrt{N(N-1)} R_{12}^1 - \\ &\quad - ja_1 b_2 \hbar \Gamma \sqrt{N(N-1)} R_{21}^1 - jb_1 b_2 \hbar \Gamma (N-1) R_{22}^1 \\ t_{--} &= 1 - ja_2^2 \hbar \Gamma N R_{11}^2 - ja_2 b_2 \hbar \Gamma \sqrt{N(N-1)} R_{12}^2 - \\ &\quad - ja_2 b_2 \hbar \Gamma \sqrt{N(N-1)} R_{21}^2 - jb_2^2 \hbar \Gamma (N-1) R_{22}^2 \\ t_{-+} &= -ja_1 a_2 \hbar \Gamma N R_{11}^2 - ja_1 b_2 \hbar \Gamma \sqrt{N(N-1)} R_{12}^2 - \\ &\quad - ja_2 b_1 \hbar \Gamma \sqrt{N(N-1)} R_{21}^2 - jb_1 b_2 \hbar \Gamma (N-1) R_{22}^2 \end{aligned}$$

где

$$a_i = \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + (-1)^{i+1} \frac{\omega_c - \Omega}{\Omega_R} \right)} \quad b_i = (-1)^i \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + (-1)^i \frac{\omega_c - \Omega}{\Omega_R} \right)}$$

$$R_{11}^i = \frac{1}{\det_i} \cdot \left(E_i - \frac{1}{2} \hbar \Omega - \hbar \omega_c (N-1) + j \hbar (N-1) \Gamma \right)$$

$$R_{12}^i = R_{21}^i = \frac{1}{\det_i} \cdot \hbar \lambda \sqrt{N}$$

$$R_{22}^i = \frac{1}{\det_i} \cdot \left(E_i + \frac{1}{2} \hbar \Omega - \hbar \omega_c N + j \hbar N \Gamma \right)$$

$$\det_i = \left(E_i + \frac{1}{2} \hbar \Omega - \omega_c N + j N \Gamma \right) \times \left(E_i - \frac{1}{2} \hbar \Omega - \omega_c (N-1) + j (N-1) \Gamma \right) - \lambda^2 N$$

$\Gamma = L \xi^2 / v_g$ - ширина линии спонтанного излучения резонатора, L - его длина, v_g - групповая скорость фотонов.

В этих выражениях величина t_{+-} (t_{-+}) описывает процесс рассеяния фотона, когда в исходном состоянии система находится в состоянии с энергией E_1 (E_2), а в конечном состоянии с энергией E_2 (E_1). При этом энергия фотона в конечном состоянии меньше (больше) его энергии в начальном состоянии на величину $\hbar \Omega_R$. Коэффициенты прохождения t_{++} (t_{--}) с одинаковыми индексами описывают транспорт в случае упругого рассеяния фотона, когда энергия рассеянного фотона не меняется и система остается в состоянии E_1 (E_2).

Результаты численного моделирования приведены для сверхпроводникового потокового кубита, для которого $\Omega = \sqrt{\Delta^2 + \varepsilon^2}$, где Δ - собственная энергия возбуждения кубита, ε - энергия внешнего магнитного поля. При некоторых параметрах системы по характеру кривой можно определить, какой из процессов предшествовал моменту регистрации фотона на выходе системы. Меняя параметр ε можно фактически регулировать прохождение фотона после тех или иных переходов в системе.

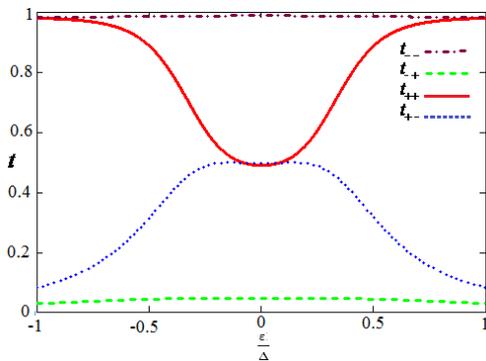


Рис.1. Коэффициенты прохождения (по модулю) в зависимости от энергии смещения ε . Параметры системы: $\omega_c=3$ ГГц, λ (для $\varepsilon=0$)=4.5 МГц, Ω (для $\varepsilon=0$)=3.9 ГГц, $\Gamma=23$ кГц, $N=10^4$, $\omega=0.58 \omega_c$

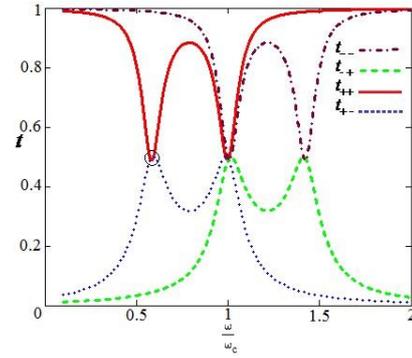


Рис. 2. Коэффициенты прохождения (по модулю) в зависимости от частоты налетающего фотона. Параметры системы те же, что и на рис. 1

Случай на рис. 1 показан для частоты налетающего фотона, отмеченной на рис. 2. Мы видим, что большие модуляции испытывают зависимости для случаев, когда исходно система находится на уровне E_1 . Если же частота налетающего фотона попадет в резонанс с ФР, то зависимости для упругого рассеяния совпадут, аналогично для неупругого рассеяния. И наконец, для частоты фотона соответствующей третьему пику на рис. 2, характер изменится на противоположный, а именно: большие модуляции будут наблюдаться для исходного уровня E_2 . Соотношение между энергией кубита и энергией фотонного резонатора можно менять, регулируя таким образом прохождение фотона в зависимости от произошедшего процесса. В случае $N=1$ результаты совпадают с приведенными в работе [2].

Таким образом, были получены аналитические выражения коэффициентов прохождения для вышеописанной системы. Численный анализ этих результатов показывает, что по характеристикам рассеянного фотона можно узнать, в каком начальном состоянии находилась система.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации (проект № 3.338.2015/К). Д. Карнов выражает благодарность НГТУ за гостеприимство и РФФИ за поддержку (грант No. 15-32-50195/15).

Литература

1. Y. S. Greenberg, A. A. Shtygashev. Non-Hermitian Hamiltonian approach to the microwave transmission through a one-dimensional qubit chain // Phys. Rev. A, **92**, 063835 (2015).
2. J. N. Shen, S. Fan. Theory of single-photon transport in a single-mode waveguide. I. Coupling to a cavity containing a two-level atom // Phys. Rev. A, **79**, 023837 (2009).

Флуктуации сверхпроводящего параметра порядка в Bi-2212 при $T > T_c$

Ю.И. Таланов^{1,*}, И.И. Гимазов¹, Т.С. Шапошникова¹, А.А. Валидов¹,
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

Проведено исследование магнитной восприимчивости и микроволнового поглощения в кристаллах высокотемпературных сверхпроводников $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$ в окрестности сверхпроводящего перехода. Обнаружен сдвиг области перехода в сторону высоких температур по мере увеличения частоты измерения. В оптимально допированных и недопированных дырками образцах наблюдается максимум микроволнового поглощения вблизи и выше критической температуры. Частотная зависимость сверхпроводящего перехода позволяет сделать оценку времени жизни флуктуационных сверхпроводящих областей в разных температурных диапазонах.

Введение

Характерной особенностью ВТСП-материалов является очень большая область температур, в которой проявляют себя флуктуации сверхпроводящего параметра порядка (СПП). В недопированных носителями заряда образцах они оказывают влияние на электронные и магнитные свойства при температурах на несколько десятков градусов выше сверхпроводящего перехода. Такой большой температурный диапазон флуктуаций, а также их вклад в магнитную восприимчивость не поддаются описанию в рамках классической теории Гинзбурга–Ландау, в основу которой положены флуктуации амплитуды параметра порядка гауссова типа. Во многих случаях более эффективной оказывается модель, основанная на рассмотрении флуктуаций фазы параметра порядка [1,2]. Информация о таких свойствах СПП, как время жизни, размеры, форма (вихревая или иная), является весьма востребованной для выяснения природы псевдощелевой фазы в области, примыкающей к границе сверхпроводящего состояния. Цель нашей работы заключается в получении такой информации путем анализа результатов измерения магнитных свойств кристаллов Bi-2212, полученных разными методами, работающими на разных частотах, от 0 до 10^{10} Гц. В работе были исследованы образцы с существенно разной концентрацией носителей тока, от недопированных до передопированных.

Экспериментальная методика

В работе изучались монокристаллы соединения Bi-2212 с примесью иттрия ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$). В отсутствие иттрия кристалл имеет плотность носителей тока сверх оптимального уровня (передопированный, OD). Замена части кальция иттрием приводит к понижению концентрации носителей и к изменению критической температуры T_c . При малой концентрации примеси Y ($x = 0.1$) образцы имеют уровень допирования дырками, близкий к оптимальному (OP), и высокую критическую температуру, около 95 К. По мере увеличения x плотность носителей тока уменьшается, а T_c понижается (недопированные образцы, UD).

Переход образцов из нормального состояния в сверхпроводящее и обратно регистрировался по температурной зависимости магнитной восприимчивости. Для этой цели мы использовали различные методы и установки, работающие на разных частотах: SQUID-магнетометр (DC); измерение высокочастотной восприимчивости на частотах ~ 1 кГц и 20 МГц. Микроволновое поглощение (МВП) измерялось с помощью спектрометра ЭПР Bruker BER-418s с рабочей частотой ~ 9.3 ГГц. Спектрометр был модифицирован с целью исключения модуляции постоянного магнитного поля. Для того чтобы использовать синхронный усили-

тель, мы применяли модуляцию микроволновой мощности с частотой 100 кГц.

Образец помещался в резонатор спектрометра внутри проточного криостата и охлаждался парами жидкого гелия. Регистрировалось изменение амплитуды МВП при понижении температуры от 300 К до 10 К. Кристалл ориентировался так, что внешнее постоянное магнитное поле (от 0 до 8000 Э) было перпендикулярно базисной плоскости ($H_0 \parallel c$), а микроволновое поле $H_1 \parallel ab$.

Результаты и обсуждение

При переходе образца из нормального состояния в сверхпроводящее изменяются как магнитная восприимчивость, так и микроволновое поглощение (рис.1 и 2). Как видно из рисунка 1, резкие изменения амплитуды МВП происходят в окрестности сверхпроводящего перехода. В передопированном образце OD температурное поведение МВП сходно с изменением сопротивления $R(T)$: слабое уменьшение в области температур от 300 К до T_c и резкий скачок при переходе $N \rightarrow S$.

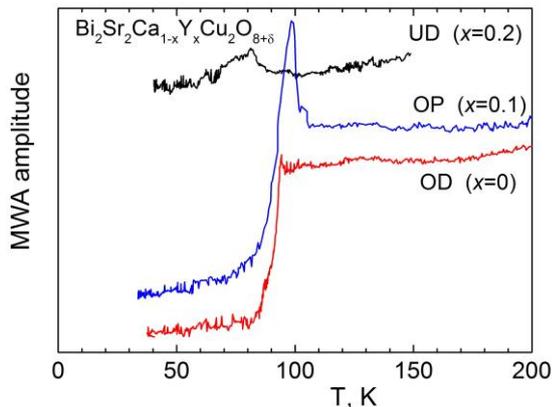


Рис. 1. Температурная зависимость амплитуды микроволнового поглощения в трех образцах с разной концентрацией примеси иттрия (разной плотностью дырок)

В температурной зависимости МВП оптимально допированного образца есть существенное отличие от такового для OD кристалла: резкий максимум непосредственно перед началом перехода. В недопированном образце такие же изменения происходят на существенно более протяженном отрезке температур (см. рис.1).

Поведение МВП в OD кристаллах легко связать с изменением его сопротивления. Для образцов OP и, особенно, для UD, в которых флуктуации сверх-

проводящего параметра порядка в окрестности критической температуры велики, необходимо учитывать их влияние на проводимость и микроволновое поглощение. Как было показано в работе [3], при приближении к T_c со стороны высоких температур складывается такое соотношение размеров образца и глубины проникновения микроволнового поля, при котором определяющую роль играет проводимость в направлении оси c (σ_c). Влияние флуктуаций на величину σ_c особенно велико. Это и приводит к появлению резкого максимума на температурной зависимости МВП.

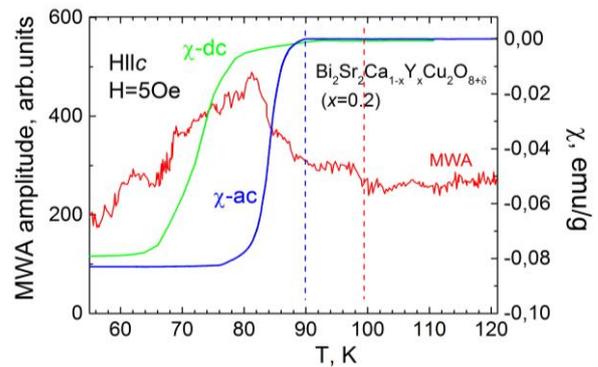


Рис. 2. Температурная зависимость амплитуды микроволнового поглощения и магнитной восприимчивости UD кристалла. Частоты измерений ~ 10 ГГц (МВП), 20 МГц (χ -ac), 0 Гц (χ -dc)

Дополнительную информацию о сверхпроводящих флуктуациях дает сравнение температурных функций магнитной восприимчивости, полученных при существенно разных частотах (0 и $2 \cdot 10^7$ Гц), и микроволнового поглощения ($\sim 10^{10}$ Гц), показанных на рисунке 2. Видно, что чем выше частота измерений, тем выше температура перехода в сверхпроводящее состояние. Кроме того, можно предположить, что в области температур на 10 К выше T_c на поглощение микроволн оказывают влияние флуктуации, время жизни которых не меньше 10^{-10} с.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН 1.32П.

Литература

1. Y. Wang, L. Li, N.P. Ong // *Physical Review B*, V.73, 024510 (2006).
2. K. K. Gomes, A. N. Pasupathy, A. Pushp, *et al.* // *Nature*, V.447, 569 (2007).
3. M. S. Grbić, N. Barišić, A. Dulčić *et al.* // *Physical Review B*, V. 80, 094511 (2009).

Нелинейная генерация терагерцевых поверхностных плазмонов в графене и топологических изоляторах лазерным излучением

М. Токман^{1,*}, И. Оладышкин^{1§}, Y. Wang², А. Беянин²

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

² Texas A&M University, College Station, TX 77843, USA.

* tokman@ipfran.ru, §oladyshkin@gmail.com

В последние годы интенсивно обсуждаются перспективы использования плазмонных эффектов в графене и топологических изоляторах (например, Bi₂Se₃) для создания широкополосных оптоэлектронных устройств. В [1] был предложен эффективный способ возбуждения терагерцевых поверхностных плазмонов в дираковских монослоях при помощи двух разночастотных лазерных пучков (DFG). В [2] эффективность указанной схемы была подтверждена в эксперименте. В данной работе развивается квантовая теория DFG поверхностных плазмонов, а также исследуется возможность диагностики плазмонов по рассеянному лазерному излучению.

Введение

Обусловленные квадратичной нелинейностью параметрические процессы являются эффективным способом генерации терагерцевого и инфракрасного излучения при помощи мощных фемтосекундных лазеров накачки [3]. При генерации поверхностных плазмонов в «дираковском» 2D слое частоты и волновые векторы волн связаны условиями 3-волнового взаимодействия:

$$\omega_s = \omega_p - \omega_i, \quad \mathbf{q}_s = \mathbf{q}_p - \mathbf{q}_i, \quad (1)$$

где индексы s , p и i соответствуют сигнальной волне (плазмону), волне накачки и рассеянному излучению («холостой» волне); $\mathbf{q}_{p,i}$ – проекции волновых векторов фотонов на плоскость «дираковского» 2D слоя, \mathbf{q}_s – волновой вектор плазмона (см. рис.1).

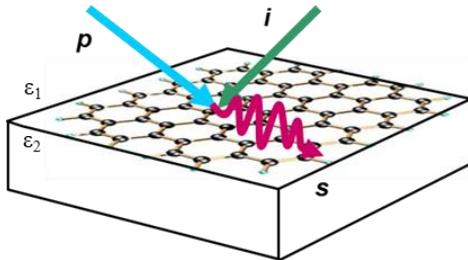


Рис. 1

Уравнение возбуждения плазмонов

Уравнение для операторов рождения и уничтожения плазмонов можно получить, совмещая уравнение возбуждения плазмонного поля с решением граничной задачи для электромагнитных волн. В несколько упрощенном виде (т.е. пренебрегая «нулевыми» флуктуациями электромагнитного поля в полупространстве с показателем преломления $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$ – см. на рис.1) соответствующее уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial \hat{a}_s}{\partial t} + v_s \frac{\partial \hat{a}_s}{\partial x} + (\gamma - \hat{G}) \hat{a}_s = \hat{J}_s + \hat{F}_s, \quad (2)$$

где $\hat{J}_s = \Gamma \chi_s^{(2)} \hat{c}_i^\dagger \hat{c}_p$,

$$\Gamma = 2\pi i \sqrt{\omega_p \omega_i T_p T_i \cos \theta_i \cos \theta_p} E_{s0}^* / n_2^2,$$

$$\hat{G} = |\Gamma|^2 \frac{n_2}{c} \left(\frac{\chi_s^{(2)} \chi_i^{(2)*} \hat{c}_p^\dagger \hat{c}_p}{T_i \cos \theta_i} - \frac{\chi_s^{(2)} \chi_p^{(2)} \hat{c}_i^\dagger \hat{c}_i}{T_p \cos \theta_p} \right). \quad (3)$$

В (2) и (3) использованы нормировки, в которых диада $\hat{n}_s = \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s$ имеет смысл оператора числа квантов поверхностного плазмонного поля на единичной площадке, $\hat{n}_{p,i} = \hat{c}_{p,i}^\dagger \hat{c}_{p,i}$ – операторы чисел фотонов в единичном объеме. Прочие обозначения: \hat{F}_s – оператор «плазмонного» ланжевенковского шумового источника, $T_{p,i}$ – коэффициенты, связывающие операторы уничтожения фотонов на гра-

нице (рис.1), $\theta_{p,i}$ – углы преломления, γ и v_s – релаксационная константа и групповая скорость поверхностных плазмонов, E_{s0} – нормировочное плазмонное поле,

$$\chi_s^{(2)} \equiv \chi^{(2)}(\omega_s = \omega_p - \omega_i), \chi_p^{(2)} \equiv \chi^{(2)}(\omega_p = \omega_i + \omega_s),$$

$$\chi_i^{(2)} \equiv \chi^{(2)}(\omega_i = \omega_p - \omega_s) \quad - \quad \text{квадратично-нелинейные восприимчивости монослоя на соответствующих частотах.}$$

Квадратичная нелинейная восприимчивость монослоя

Проведенные в [1] качественные расчеты показали, что оптимальной для генерации плазмонов является комбинация образованных межзонными и внутризонными переходами A и V схем (см. рис.2). Выполненный нами более детальный анализ продемонстрировал, что оптимальным является диапазон частот: $\gamma \ll \omega_s \ll \omega_{p,i}$, $|\omega_p - 2\varepsilon_F/\hbar| \leq \gamma$, где ε_F – энергия Ферми. В этом случае, учитывая простейший оператор релаксации в уравнении для матрицы плотности, получаем:

$$\chi_s^{(2)} = \chi_i^{(2)} = -\chi_p^{(2)*} \approx s(\varepsilon_F) \frac{e^3 v_F^2}{8\pi\hbar^2} \frac{q_p}{2\omega_i \omega_s^2 \gamma}. \quad (4)$$

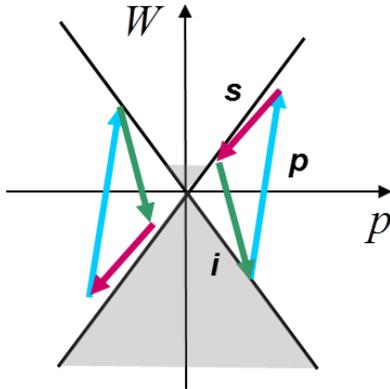


Рис. 2

Важно отметить, что диктуемые выражением (4) связи между нелинейными восприимчивостями $\chi_s^{(2)}$ и $\chi_i^{(2)}$ не соответствуют стандартной связи $\chi_s^{(2)} = \chi_i^{(2)} = \chi_p^{(2)*}$ [4]; нарушение соответствующего стандартного соотношения связано с особенно-

стями параметрических процессов в диссипативных системах [5].

Для характерной толщины монослоя $L \cong 0.3 \text{ nm}$ объемная восприимчивость достигает порядка $\chi^{(2)} \equiv \chi_s^{(2)}/L \cong 10^9 \text{ pm/V}$ в случае терагерцевых плазмонов и $\gamma \cong 10^{11} \text{ s}^{-1}$. Для сравнения: нелинейные кристаллы имеют характерную величину $\chi^{(2)} \cong 10 \text{ pm/V}$, а в 2D-системе асимметричных квантовых ям на терагерцевой частоте получено $\chi^{(2)} \cong 10^6 \text{ pm/V}$ [6].

Различные режимы генерации плазмонов

В первый член в *правой* части уравнения (2) описывает предсказанную в [1] генерацию плазмонов заданными биениями «двухцветного» фотонного поля. Так, для лазерных пучков мощностью 1 W на длине волны около $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$ при фокусировке в пятно $\approx 20\lambda$ мощность генерации плазмонов на частоте $\omega_s \approx 10^{13} \text{ s}^{-1}$ может составлять около 0.01 W для релаксационной константы $\gamma \approx 10^{12} \text{ s}^{-1}$. При увеличении мощности до 100 W и уменьшении параметра релаксации до $\gamma \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ возможна параметрическая неустойчивость плазмонов на частоте $\omega_s \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Эффект параметрической неустойчивости связан с последним членом в *левой* части (2).

Литература

1. X. Yao, M. Tokman, and A. Belyanin. // Phys. Rev. Lett., 112, 055501 (2014).
2. T. J. Constant, S. M. Hockett, D. E. Chang, and E. Hendry // Nature Phys. 11, doi:10.1038/nphys3545 (2015).
3. Y. R. Shen. The principles of nonlinear optics (Wiley, Hoboken NJ, 2003).
4. M.D. Tokman and M.A. Erukhimova // Phys. Rev. E, 84, 056610 (2011).
5. A.V. Gaponov-Grekhov and M.D. Tokman // JETP, Vol. 85 (4), P. 640-649 (1997).

Циклотронный резонанс на поверхностных электронах в топологических изоляторах

Р.В. Туркевич*, В.Я. Демиховский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

*roman-turkevich@mail.ru

Изучается циклотронный резонанс на поверхностных электронах трехмерного топологического изолятора Bi_2Te_3 . Энергетический спектр электронов на поверхности этого полупроводника обладает симметрией C_{3v} , что приводит к гексагональному искривлению изоэнергетических линий. На основе квазиклассических уравнений движения центра волнового пакета, которые учитывают кривизну Берри и энергию магнитного момента пакета, проводится исследование циклотронного резонанса и определяются частоты, связанные с C_{3v} -симметрией изоэнергетических линий.

Топологический изолятор Bi_2Te_3 , с учетом гексагонального искривления электронного спектра поверхностных состояний, согласно [1], описывается гамильтонианом

$$\hat{H} = \hbar v(k_x \sigma_y - k_y \sigma_x) + \hbar \frac{\lambda}{2} (k_+^3 + k_-^3) \sigma_z + \Delta \sigma_z, \quad (1)$$

который содержит слагаемые, пропорциональные третьей степени k , отвечающие за гексагональное искривление спектра. Параметры $\lambda = 3.7 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$, $v = 3.86 \cdot 10^7 \text{ см}/\text{с}$, $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$, σ_i – матрицы Паули, Δ в расчетах присвоено значение 0.03 эВ . Этот гамильтониан обладает симметрией C_{3v} . Электронный спектр гамильтониана (1) имеет вид

$$E_0(k, \theta) = \pm \sqrt{\hbar^2 v^2 k^2 + (\Delta + \lambda \hbar k^3 \cos(3\theta))^2}. \quad (2)$$

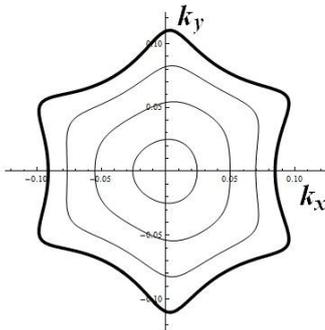


Рис. 1. Изоэнергетические линии $E_0 = \text{const}$. Жирной линией показан уровень Ферми $E_F = 0.28 \text{ эВ}$ (при легировании 0,67% Sn)

Квазиклассические уравнения движения центра волнового пакета в системе с лагранжианом

$$L = \langle \Psi | i \frac{d}{dt} - \hat{H} | \Psi \rangle, \quad (3)$$

полученные из принципа наименьшего действия, имеют вид [2]

$$\dot{\vec{k}} = -\frac{e}{\hbar c} [\dot{\vec{r}} \times \vec{B}] - \frac{e}{\hbar} \vec{E}, \quad (4a)$$

$$\dot{\vec{r}} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_m}{\partial \vec{k}} - \left[\dot{\vec{k}} \times \vec{\Omega}_z \right], \quad (4b)$$

где \vec{B} – вектор внешнего магнитного поля, $\vec{\Omega}_z$ – кривизна Берри, которая в нашем случае имеет только z-проекцию. $E_m = E_0 - \vec{m} \cdot \vec{B}$ – энергия, состоящая из двух слагаемых: E_0 – невозмущенной электронной энергии и $-\vec{m} \cdot \vec{B}$ – энергии волнового пакета, вращающегося вокруг собственного центра масс. Орбитальный магнитный момент и кривизна Берри в системе Bi_2Te_3 определяются формулами

$$m_z(k_x, k_y) = -\frac{e}{2\hbar c} \frac{\hbar^2 v^2 (\Delta - 2\lambda \hbar k_x^3 + 6\lambda \hbar k_x k_y^2)}{\left(\hbar^2 v^2 k^2 - (\Delta + \hbar \lambda (k_x^3 - 3k_x k_y^2))^2 \right)}, \quad (5)$$

$$\Omega_z(k_x, k_y) = -\frac{\hbar^2 v^2 (\Delta - 2\lambda \hbar k_x^3 + 6\lambda \hbar k_x k_y^2)}{2 \left(\hbar^2 v^2 k^2 - (\Delta + \hbar \lambda (k_x^3 - 3k_x k_y^2))^2 \right)^{3/2}} \quad (6)$$

для зоны $E > 0$. В работе [3] авторами доклада было показано, каким образом эти величины влияют на движение частицы. Также показано, что в перпендикулярном магнитном поле электрон движется в \mathbf{k} -пространстве по траекториям, показанным на рис.1, т.е. вдоль изоэнергетической линии. Скорость при таком движении не остается постоянной. Скорость уменьшается на выступах траектории и увеличивается на прогнутых участках. Траектория движения частицы в \mathbf{k} -пространстве соответствует изоэнергетической линии электронного спектра, при заданной энергии. Наличие осцилляций скоро-

сти и сложная форма траектории свидетельствуют о том, что в динамике присутствуют дополнительные частоты, отличающиеся от циклотронной.

Рассмотрим поверхностные электроны вблизи линии Ферми. Постоянное магнитное поле ориентировано перпендикулярно поверхности, величиной $B=250$ кГс. Электрон движется по траектории, которая изображена на рис. 1, с циклотронной частотой $\omega_c=2,55 \cdot 10^{13}$ (1/с). Для изучения циклотронного резонанса помещаем систему в переменное электрическое поле. Анализ численного решения показывает, что наиболее полный результат получается в циркулярно поляризованном электрическом поле.

$$E_x(t) = -\varepsilon_0 \sin(\omega t), \quad E_y(t) = \varepsilon_0 \cos(\omega t). \quad (7)$$

Вектор электрического поля при этом поворачивается в том же направлении, в котором вращается электрон. В случае резонанса энергия электрона будет возрастать, однако, резонанс не линейный, следовательно, возрастание будет конечным. Построим зависимость этого максимального значения энергии от частоты электрического поля. Рассмотрим случай вращения поля в направлении вращения электрона (7) и обратного вращения. Обратному вращению соответствует изменение знака $E_x(t)$. Полученные зависимости $E(\omega)$ приведены на рис. 2.

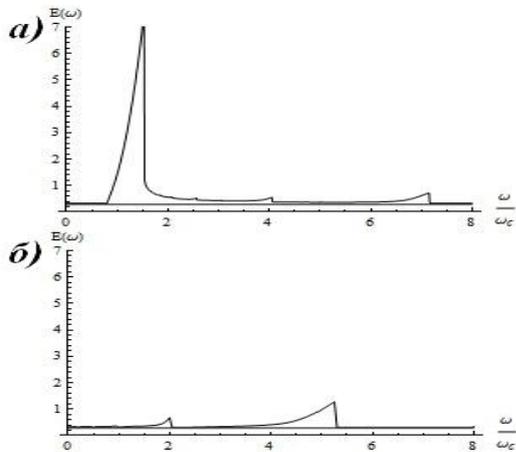


Рис. 2. Зависимости $E(\omega)$: а) – электрическое поле вращается сонаправленно с вращением электрона, б) – в противоположную сторону. Горизонтальной линией показан уровень Ферми

Анализируя зависимости, представленные на рис. 2, можно заметить, что помимо основного резонанса $\omega = \omega_c$ слабое возрастание энергии наблюдается при следующих частотах электрического поля: $2\omega_c, 4\omega_c, 5\omega_c, 7\omega_c$. Дополнительные резонансы слабее основного, их можно усилить, увеличив амплитуду электрического поля.

Значения дополнительных частот связаны с симметрией траектории. Это можно увидеть на следующей простой модели. Предположим, частица движется по траектории вида

$$r(t) = r_0 + a \cos^2\left(\frac{n}{2} \omega_c t\right), \quad (8)$$

где r_0 – радиус окружности, а косинус – возмущение, понижающее симметрию траектории до C_n . Траектория (8) при $n=6$ представлена на рис.3.

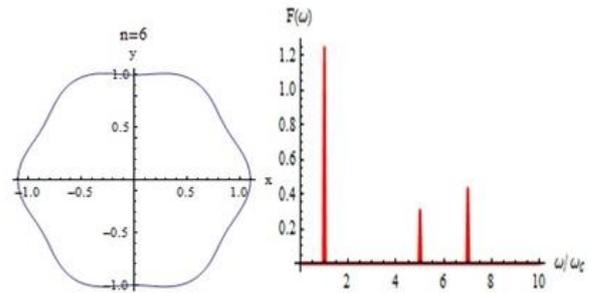


Рис. 3. Траектория (8) и фурье-спектр скорости на этой траектории

Фурье-спектр скорости на такой траектории представляется тремя δ -функциями, в точках $\omega_c, 5\omega_c, 7\omega_c$, т.е. понижение симметрии до C_n приводит к появлению дополнительных частот $(n \pm 1)\omega_c$.

В случае системы Bi_2Te_3 ситуация более сложная. Энергетический спектр гамильтониана (1) без учета Δ имеет ось симметрии C_6 . Учет энергии магнитного момента, Δ и кривизны Берри приводит к понижению порядка оси симметрии до C_3 , т.е. мы имеем суперпозицию осей C_3 и C_6 . Эти оси дают дополнительные частоты $(3 \pm 1)\omega_c$ и $(6 \pm 1)\omega_c$, которые мы наблюдаем на рис.2.

Рассмотренные резонансные частоты могут наблюдаться при экспериментальном изучении электронного циклотронного резонанса для поверхностных состояний в 3D топологических изоляторах и других материалах со сложной поверхностью Ферми, однако требуется учитывать их малость и связанные с этим возможные трудности.

Настоящая работа поддержана грантом РФФИ 15-02-04028.

Литература

1. L. Fu // Physical Review. Lett., 06, 106802 (2010).
2. M.C. Cheng and Q. Niu. // Physical Review B, 53, 7010 (1996).
3. Демиховский В.Я и Туркевич Р.В. //Письма в ЖЭТФ, том 101, вып. 7, 501 (2015)

Подщелевые состояния в неупорядоченных сверхпроводниках с сильными магнитными примесями

Я.В. Фоминов^{1,2,*}, М.А. Скворцов^{3,1,2}

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

2 Московский физико-технический институт, Долгопрудный.

3 Сколковский институт науки и технологий, Сколково.

*fominov@landau.ac.ru

Исследована плотность состояний в диффузных сверхпроводниках с магнитными примесями, подчиняющимися статистике Пуассона [1]. Таким образом могут быть описаны примеси произвольной «силы», а известный случай борновских магнитных примесей с гауссовой статистикой является предельным случаем нашего рассмотрения. Теория среднего поля предсказывает нетривиальную структуру плотности состояний, содержащую континуум квазичастичных состояний, а также (в некотором диапазоне параметров) примесную зону (см. рис.1). В приближении среднего поля все края спектра (энергии E_{g1} , E_{g2} , E_{g3} на рис.1) являются жесткими и обозначают четкие границы между областями конечной и нулевой плотности состояний. Рассматривая инстантоны в технике репличной сигма-модели, мы вычисляем среднюю плотность состояний за рамками среднеполевого приближения. Таким образом, мы находим подщелевые состояния («хвосты»), которые размывают края спектра за счет флуктуаций потенциального (обычные примеси) и непотенциального (магнитные примеси) беспорядка. Неоднородность концентрации магнитных примесей приводит к появлению подщелевых состояний за счет двух механизмов: флуктуации пара-разрушающего параметра (магнитный аналог мезоскопических флуктуаций) и флуктуации параметра порядка (определяемого самосогласованно). В предельных случаях воспроизводятся ранее полученные результаты для подщелевой плотности состояний в грязных сверхпроводниках с магнитными примесями [2-4].

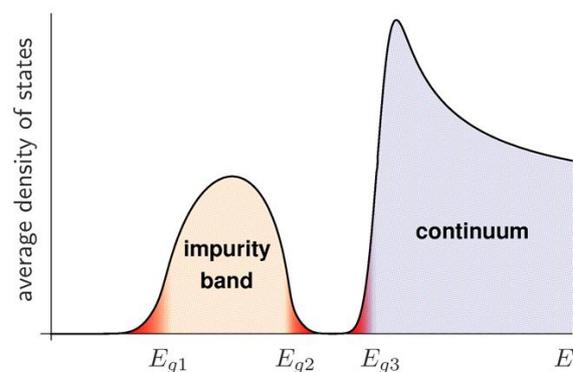


Рис. 1. Схематический вид зависимости средней плотности состояний от энергии в диффузном сверхпроводнике с сильными магнитными примесями. Теория среднего поля предсказывает жесткие края спектра E_{gi} . При учете флуктуаций концентрации магнитных примесей и мезоскопических флуктуаций потенциального беспорядка оказывается, что края спектра размываются, и имеются «хвосты», содержащие подщелевые состояния

Литература

1. Ya.V. Fominov, M.A. Skvortsov. *Subgap states in disordered superconductors with strong magnetic impurities*, arXiv:1512.07545.
2. A. Lamacraft and B.D. Simons // *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4783 (2000); *Phys. Rev. B*, **64**, 014514 (2001).
3. F.M. Marchetti and B.D. Simons // *J. Phys. A*, **35**, 4201 (2002).
4. A. Silva and L.B. Ioffe // *Phys. Rev. B*, **71**, 104502 (2005).

Подавление хаотизации колебаний в параллельной цепочке джозефсоновских контактов с нагрузкой

В.А. Шампоров^{1,2*}, А.Л. Панкратов^{1,2,3§}, Е.В. Панкратова¹, С.В. Шитов^{4,5}

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

2 Центр криогенной наноэлектроники НГТУ, Казанское шоссе, 12, Нижний Новгород, 603163.

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

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

5 Лаборатория сверхпроводящих метаматериалов НИТУ "МИСиС", Москва, Ленинский проспект, д. 4, 119991.

*basek94@mail.ru, §alp@ipmras.ru

В данной работе изучаются эффекты, возникающие при одновременном воздействии общей RC-нагрузки и теплового шума на параллельные цепочки индуктивно связанных джозефсоновских контактов. Показывается, что наличие хорошо согласованной нагрузки приводит к подавлению хаотических процессов в динамике таких цепочек.

Введение

В системах со взаимодействием между нелинейными активными элементами через дополнительную внешнюю среду могут проявляться удивительные свойства коллективной динамики [1]. Подобные системы широко распространены в окружающем мире [1-3]. Взаимодействие с внешней средой порождает в этих системах множество динамических режимов [1] - режимы гашения колебаний, режимы полной и частичной синхронизации, а также хаотические режимы. При этом результаты численного моделирования данных систем в детерминированном случае могут серьезно отличаться от их реального поведения из-за неизбежного наличия флуктуаций и шумов; учет флуктуаций может приводить, например, к появлению новых механизмов создания когерентного излучения [4]. Примером описанных динамических систем в наноэлектронике яв-

ляются связанные цепочки джозефсоновских контактов: в данном контексте особый интерес представляет изучение совместного эффекта шумов и общей нагрузки, выполняющей роль внешней связи между нелинейными элементами.

Постановка задачи и методика вычислений

В данной работе исследовались одномерные цепочки параллельно соединенных точечных джозефсоновских контактов с RC-нагрузкой на концах в присутствии теплового шума.

В качестве модели отдельных джозефсоновских контактов была использована модель резистивно шунтированного перехода (RSJ) [2]. Применяя данную модель к однородной цепочке индуктивно связанных контактов (Рис.1), можно получить

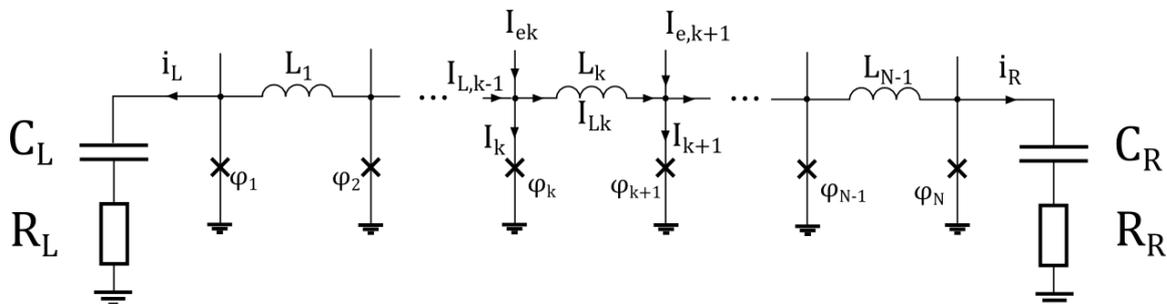


Рис. 1. Схема параллельной цепочки джозефсоновских контактов с RC-нагрузкой

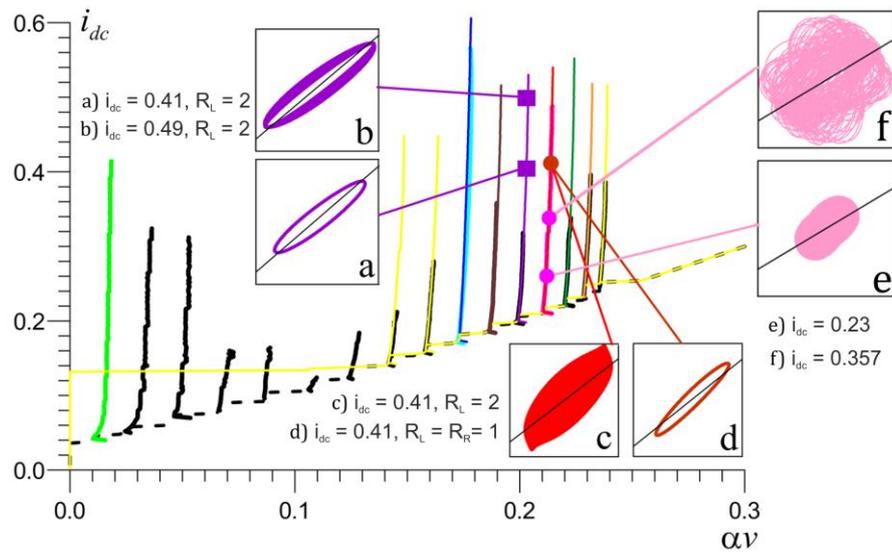


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика цепочки с $N=20$, $\alpha=0.03$, $\gamma=0.002$, $l=0.226$, где v – усредненное по цепочке напряжение на контактах. Во вставках приведены фазовые портреты системы в координатах (V_b, V_j) в указанных рабочих точках на ВАХ; а, б, с, d – с согласованной нагрузкой (квазипериодические режимы), е, ф – без нагрузки (хаотические режимы).

следующее уравнение на джозефсоновские фазы φ_k каждого из N соединенных параллельно контактов:

$$\varphi_k'' + \alpha \varphi_k' + \sin \varphi_k = i_{dc} + (\varphi_{k+1} - 2\varphi_k + \varphi_{k-1})/l + i_f(t),$$

где $k=1 \dots N$ – номер контакта, α – параметр, характеризующий затухание в каждом из контактов, i_{dc} – ток смещения I_e , нормированный на величину критического тока контактов I_c , $l=2\pi I_c L_0/\Phi_0$, L_0 – величина индуктивности, связывающей соседние контакты, Φ_0 – квант магнитного потока, $i_f(t)$ – нормированный флуктуационный ток нормально распределенных тепловых шумов, функция корреляции которого $\langle i_f(t)i_f(t+\tau) \rangle = 2\alpha\gamma\delta(\tau)$, γ – интенсивность шума, t – время, нормированное на обратную плазменную частоту контактов. При этом напряжение на контактах v_k в любой момент времени вычисляется как производная по времени от фазы φ_k на данном контакте. Данное уравнение интегрировалось численно с помощью метода Крэнка-Никольсон; рассматривались случаи свободных граничных условий и граничных условий с RC-нагрузкой. Параметры всех контактов брались одинаковыми, т.е. цепочка считалась однородной.

Выводы

В результате вычислений были обнаружены хаотические режимы динамики параллельных цепочек

джозефсоновских контактов с малым затуханием под действием тепловых шумов, которые подавляются путем надлежащего согласования нагрузки.

При недостаточном согласовании нагрузки на высших ступеньках наблюдается взаимодействие амплитудных модуляций и фазовых флуктуаций, ведущее к уширению и асимметризации линии генерации.

Работа поддержана грантами РФФИ (14-02-31727, 15-02-05869) и МОН (грант 3.2054.2014/К).

Литература

1. M. Bennett et al. // Proc. R. Soc. Lond. A 458 2019, 563 (2002).
2. D. Gonze, S. Bernard, C. Waltermann, A. Keamer, H. Herzel // Biophys. J., 89, 120 (2005).
3. R. Suresh et al. // Int. J. of Bif. and Chaos. 24 (5), 1450067 (2014).
4. E.V. Pankratova, V.N. Belykh // Europ. Phys. J. Special Topics, 222, 2509 (2013).
5. K.K. Likharev. *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*. Gordon and Breach, New York (1986) 634 pp.

Влияние спин-орбитальной связи на генерацию магнитной прецессии джозефсоновским током

Ю.М. Шукринов^{1,2,*}, И.Р. Рахмонов^{1,3,\$}, А. Буздин^{4,5}, N. Bondyopadhyaya^{1,6}

1 Объединенный институт ядерных исследований, ЛТФ, 141980, Дубна, Россия.

2 Международный университет природы общества и человека "Дубна", 141980, Дубна, Россия.

3 Физико-технический институт им. С.У. Умарова АН РТ, 734063 Душанбе, Таджикистан.

4 Condensed Matter Theory Group, CPMOH, Universite de Bordeaux and CNRS, F-33405 Talence, France.

5 Institut Universitaire de France, France.

6 Integrated Science Education and Research Center, Visva-Bharati University, Santiniketan, WB 731235, India.

*shukrinov@theor.jinr.ru, \$rahmonov@theor.jinr.ru

В настоящей работе исследованы физические явления в ϕ_0 -переходе, возникающем при наличии спин-орбитального взаимодействия, обеспечивающего механизм прямой связи между магнитным моментом и джозефсоновским током. На основе реалистичной модели джозефсоновского перехода, учитывающей квазичастичный ток и ток смещения, рассчитаны вольт-амперные характеристики с учетом магнитной прецессии. Показано, что характер прецессии магнитного момента существенно меняется в интервале базового тока, соответствующего частоте ферромагнитного резонанса. Эта область характеризуется каскадом различных состояний прецессии, которые наблюдаются при изменении базового тока вдоль ВАХ, что указывает на возможность управления магнитными свойствами посредством джозефсоновского тока и может найти применения в различных областях спинтроники.

Введение

Спинтроника является одной из наиболее интенсивно развивающихся областей физики конденсированного состояния, и важное место здесь занимают исследования джозефсоновских переходов в комбинации с магнитными системами. Возможность управлять магнитными свойствами посредством джозефсоновского тока, а также влиять на джозефсоновский ток магнитным моментом привлекает большое внимание.

Важную роль в этих явлениях играет спин-орбитальное взаимодействие. В S-F-S-структурах спин-орбитальное взаимодействие в ферромагнетике без центра инверсии 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 [1,2].

В работе [2] проведен анализ спиновой динамики в таких ϕ_0 -переходах в низкочастотном режиме, который позволяет использовать квазистатический подход. Было показано, что dc-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 возникновением высших гармоник в соотношении ток-фаза, а также dc компоненты тока, которые значительно возрастают вблизи ферромагнитного резонанса.

Ожидается, что воздействие внешнего электромагнитного излучения приведет к ряду новых явлений. В работе [2] указывается на возможность появления полупростых ступенек Шапиро и дополнительной магнитной прецессии с частотой внешнего излучения, создаваемой микроволновым магнитным полем, а также на возможность драматического увеличения ширины ступеньки Шапиро при частотах излучения, близких к частоте ферромагнитного резонанса.

Основные результаты

Рассчитанная вольт-амперная характеристика исследуемой системы приведена на рис.1.

Ее характерными особенностями являются гистерезис, обусловленный выбранным значением пара-

метра МакКамбера, и существенное отличие величины тока переключения в резистивное состояние от единицы, вызванное прецессией магнитного момента.

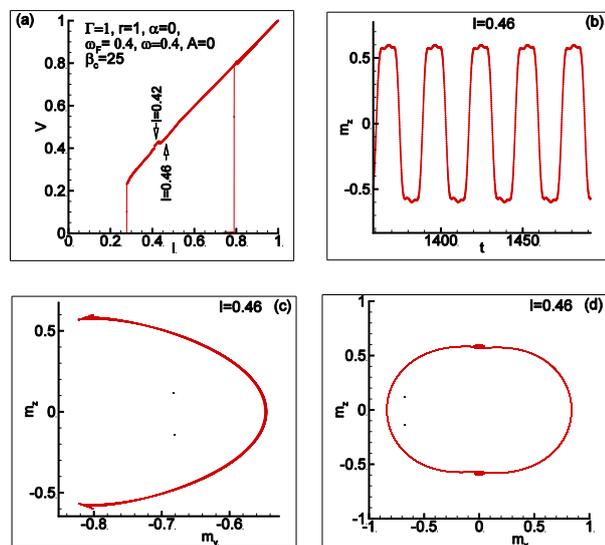


Рис. 1. (а) ВАХ системы; (б) динамика намагниченности m_z при $I=0.46$; (с) область прецессии намагниченности в плоскости $m_z - m_y$; (д) то же в плоскости $m_z - m_x$

Взаимосвязь магнитной системы с джозефсоновским током и наличие прецессии магнитного момента проявляется на ВАХ в виде особенностей в области напряжений, соответствующих частоте ферромагнитного резонанса.

На рис. 1(б) показана временная зависимость намагниченности m_z , которая указывает на периодическое изменение намагниченности с характерными особенностями в точках, соответствующих максимальному отклонению от оси z . Соответствующий характер прецессии при $I=0.46$ показан на Рис.1(с,д). При $I=0.42$ характер временной зависимости m_z и прецессии намагниченности в плоскостях $m_z - m_y$ и $m_z - m_x$ качественно другой. Соответствующие зависимости представлены на рис.2. Мы обращаем внимание на тот факт, что характер прецессии хорошо прослеживается на временной зависимости. Детальные исследования показали, что область вблизи резонанса характеризуется каскадом различных состояний прецессии магнитного момента, которые наблюдаются при изменении тока вдоль ВАХ.

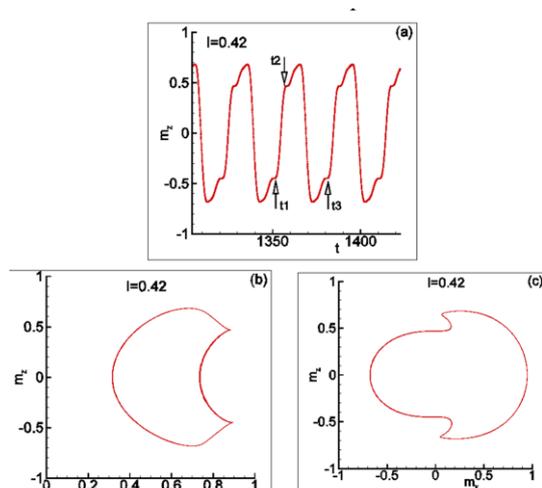


Рис. 2. То же, что и на рис.1(б,с,д) в области особенности на ВАХ при $I=0.42$, соответствующей области ферромагнитного резонанса

Характер прецессии в состояниях, соответствующих разным точкам на ВАХ, может существенно отличаться. Такими отличиями могут быть разные области прецессии в плоскости $m_z - m_y$, например либо положительная полуплоскость, либо отрицательная. Другим отличием может служить разное направление прецессии: по часовой стрелке или против. В этом заключается одно из замечательных проявлений взаимосвязи ВАХ и характера прецессии.

Таким образом, нами исследовано проявление спин-орбитальной связи во взаимодействии магнитной системы и джозефсоновского тока. Мы полагаем, что продемонстрированные возможности управления магнитными свойствами посредством джозефсоновского тока, а также влияние прецессии магнитного момента на джозефсоновский ток могут найти применения в различных областях спинтроники.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №15--51--61011 Египт-а.

Литература

1. A. Buzdin // Phys. Rev. Lett., V. 101, 107005 (2008).
2. F. Kenschelle, A. Buzdin // Phys. Rev. Lett., V. 102, 017001 (2009).

Оптимизация работы адиабатического сдвигового регистра на основе элементарной ячейки – биСКВИДа с пи-контактом

А.Е. Щеголев ^{1*}, И.И. Соловьев ^{2,3**}, Н.В. Кленов ^{1,3}

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

2 МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

3 ФГУП «НИИ физических проблем им. Ф.В. Лукина», Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6.

* tanuio@gmail.com, ** igor.soloviev@gmail.com

В работе представлены результаты математического моделирования функционирования сверхпроводящего сдвигового регистра, базовым элементом которого является ячейка биСКВИДа с пи-контактом. Включение подобной элементарной ячейки обеспечивает возможность работы сдвигового регистра в адиабатическом режиме, что существенно снижает уровень энергопотребления схемы, по сравнению с существующими аналогами. Численное моделирование динамики процессов переключения сдвигового регистра позволило оптимизировать параметры исследуемой схемы для уменьшения параметра EDP (Energy Delay Product) – произведение выделяемой энергии на время одной логической операции. Также приводятся результаты сравнения сдвигового регистра, где в качестве базового элемента выступает нСКВИД, и сдвигового регистра, где базовым элементом является биСКВИД с пи-контактом.

Введение

В последнее время при разработке вычислительных машин большое внимание уделяется энергопотреблению и энерговыделению, ищутся новые пути и новые технологии, позволяющие достичь большей мощности и энергоэффективности при меньших затратах. Наиболее перспективным решением является использование сверхпроводниковой технологии. Здесь активно развивается адиабатическая сверхпроводниковая логика (от англ. Adiabatic superconductor logic), для которой выделяемая энергия на одну логическую операцию может быть уменьшена практически до квантового предела [1, 2]. Однако до сих пор остаются проблемы по созданию необходимой элементной базы.

Оптимизация сдвигового регистра

Сдвиговый регистр обычно служит для преобразования последовательного кода в параллельный и

наоборот. Необходимость в этом связана с тем, что иногда требуется передать большое количество двоичной информации через ограниченное количество соединительных линий. Отметим, что если передавать двоичные сигналы по одному каналу, это позволит уменьшить размеры проектируемых устройств. Сдвиговый регистр является базовым элементом цифровых схем, и поэтому его разработка для сверхпроводящих схем вполне актуальна. Используя для создания подобного регистра сверхпроводниковую технологию, где в качестве базового элемента будет выступать нСКВИД, можно не только увеличить количество передаваемой информации в единицу времени, но также уменьшить энергопотребление и энерговыделение такой схемы, оптимизировав характерные параметры так, чтобы все операции осуществлялись в адиабатическом режиме. На рисунке 1 представлена часть предлагаемой схемы сдвигового регистра на нСКВИДах [3, 4]. В данном случае используются

джозефсоновские контакты с отличной от нуля емкостью β . При увеличении параметра Стюарта–МакКамбера в системе появляется «инерционность». Соответственно возникает задача об оптимизации скорости переключения нСКВИДов против потребляемой энергии. Динамика эволюции одной ячейки нСКВИДа изображена на рисунке 2.

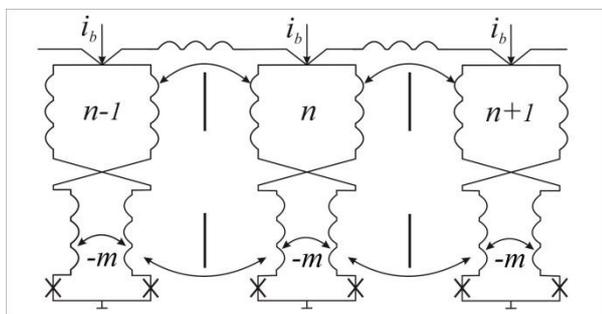


Рис. 1. Структура сдвигового регистра на нСКВИДах с взаимной индуктивностью $-m$

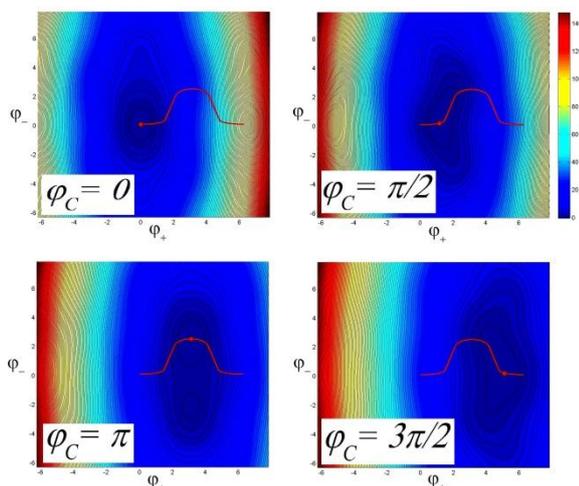


Рис. 2. Динамика эволюции ячейки нСКВИДа в различные моменты переключения (для различных значений ведущей фазы φ_c) в координатах суммарной и разностной фазы ($\varphi_{\pm} = (\varphi_1 \pm \varphi_2)/2$). Цветом показана потенциальная энергия системы. Красной точкой на графике показан минимум потенциала, а красная кривая соответствует траектории движения минимума при эволюции системы

Появление отрицательной взаимной индуктивности между плечами нСКВИДа усиливает связь суммарной и ведущей фазы (φ_+ и φ_c) и ослабляет связь разностной и внешней фазы (φ_- и φ_c). В случае использования биСКВИДа с пи-контактом (рисунок 3), как базовой ячейки сдвигового регистра, удастся снизить уровень энерговыделения и добиться луч-

шей адиабатичности переключений между состояниями за счет добавления третьего джозефсоновского пи-контакта. Динамика такой базовой ячейки изображена на рисунке 4. Анализ диссипируемой энергии при одной логической операции показал, что при схожих параметрах, ячейка БиСКВИДа потребляет меньше энергии, чем ячейка нСКВИДа (рисунок 5).

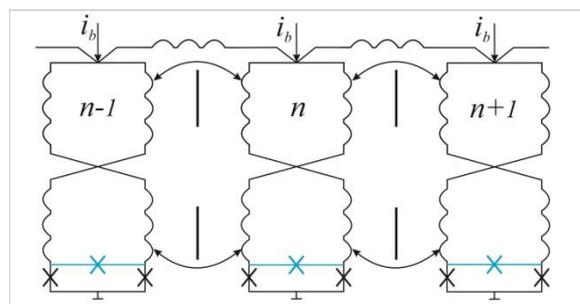


Рис. 3. Структура сдвигового регистра на БиСКВИДах с критическим током третьего перехода $-I_{c3}$

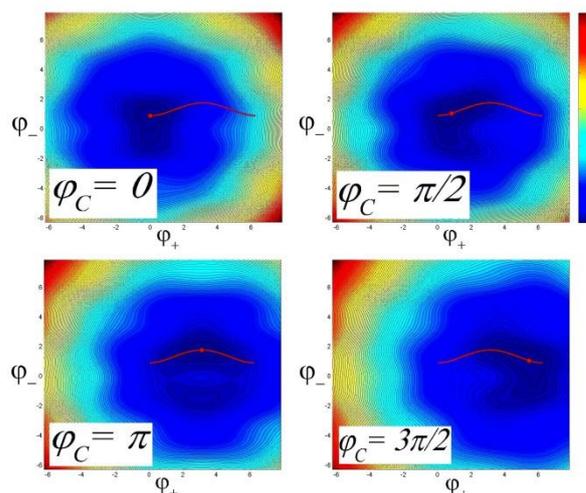


Рисунок 4. Динамика эволюции ячейки биСКВИДа с пи-контактом для различных значений ведущей фазы φ_c

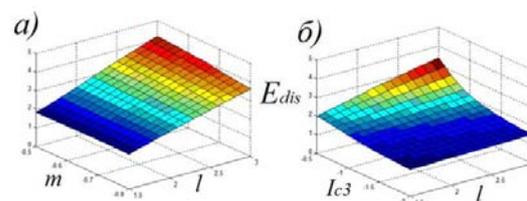


Рис. 5. Диссипация энергии: а) нСКВИДа и б) биСКВИДа с пи-контактом

Работа проводилась при поддержке гранта Президента РФ № МК-5813.2016.2, РФФИ 15-32-20362-мол_a_вед.

Литература

1. N. Takeuchi, Y. Yamanashi and N. Yoshikawa // Supercond. Sci. Technol., V. 28, 015003 (2015).
2. N. Takeuchi, D. Ozawa and N. Yoshikawa // Supercond. Sci. Technol., V. 26, 035010 (2013).
3. V. K. Semenov, G. V. Danilov, D. V. Averin // IEEE Trans. on Appl. Supercond., V. 13, 2 (2003).
4. V. K. Semenov, G. V. Danilov, D. V. Averin // IEEE Trans. on Appl. Supercond., V. 13, 2 (2007).

Секция 2

Магнитные наноструктуры

On magnetic properties of Me-doped titanium dioxide (Me=Co, V, Fe, Mn)

N. Perov^{1*}, A.S. Semisalova^{1,2,3}, A. Orlov⁴, E.A. Gan'shina¹, W. Anwand³, K. Potzger³, A.B. Granovsky¹, A. Smekhova^{5,6}

1 Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

2 Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta 53851, Finland.

3 Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Dresden 01328, Germany.

4 Federal State Research and Design Institute of Rare Metal Industry, Moscow 119017, Russia.

5 Fakultät für Physik. Experimentalphysik, Universität Duisburg-Essen, Duisburg 47048, Germany.

6 FZ Jülich, Peter Grünberg Institut (PGI-6, Berlin branch), Berlin 12489, Germany (present address).

*perov@magn.ru

In this report, we will survey early and recent experimental results both ours and others of magnetic properties study of dilute magnetic oxide semiconductors, focusing on Me-doped titanium dioxide (Me=Co, V, Fe, Mn). Room temperature ferromagnetism was observed in thin films prepared by RF sputtering, but their magnetic properties appeared to be quite different. Magnetic moments in case of $\text{TiO}_{2-\delta}:\text{Co}$ are mostly associated with local polarization of Co ions and induced defects. There is an evidence of intrinsic ferromagnetism in the case of low Co content (<1 at. %). Room temperature ferromagnetism correlates with a resistivity range depending on doping level. A correlation between magnetization and concentration of the negatively charged defects in thin films was also found. The origin of room temperature magnetism in these systems is discussed.

Introduction

The initial approach for creating semiconductors which are ferromagnetic above room temperature was straightforward: Some amount of 3d or 4f magnetic ions have been incorporated into a para- or diamagnetic semiconductor or oxide with the hope that exchange interaction between them is strong enough to provide a long-range ferromagnetic order. Such materials have been called dilute magnetic semiconductors (DMS) or in the case of the host material being an oxide - dilute magnetic oxides (DMO). In the case of DMS, it is very difficult, if possible at all, to reach a high Curie temperature [1-3]; at least up to now, the record value for the thoroughly studied GaAs:Mn system does not exceed 192 K [4,5]. At a small volume fraction of transition metal (TM) impurities, they are too far from each other to provide high Curie temperature, but if their concentration is large, there is no way to avoid their aggregation or non-substitutional positions in lattice. Moreover, the semiconducting properties might be lost. In the case of DMO, the Curie temperature can be very high. For example, in $\text{TiO}_{2-\delta}:\text{Co}$, it can exceed 800 K [6]. The persistence of spontaneous magnetization above room temperature has been found also in materials which do not contain TM ions [7]. This phenomenon has been called as "d0-ferromagnetism", and its discovery triggered a great interest to find the actual

origin of magnetic moments and ferromagnetic exchange in DMS and DMO materials. There are also two other routes to develop above room temperature ferromagnetic semiconductors, namely, to turn ferromagnetic or ferrimagnetic oxides, showing spontaneous magnetization up to 800 K, into good semiconductors by carrier doping [1] or by tuning the composition or microstructure of concentrated paramagnetic "prophase" alloys.

Above Room Temperature Ferromagnetism in DMO

The above room temperature ferromagnetism in DMO for the first time was experimentally discovered in the anatase form of doped $\text{Ti}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_{2-\delta}$ [6]. Later the ferromagnetic phase arising with the Curie temperature 400 K was observed in the films of titanium dioxides doped with other TM impurities V, Cr, Mn, Fe, Co, and Ni [8]. In the case of substrate temperature of 650 C, authors [8] obtained high values of saturation magnetization at 300 K for all the films of $\text{TiO}_{2-\delta}:\text{Me}$ with the highest magnetization - up to 4.2 μB per impurity atom (for $\text{TiO}_{2-\delta}:\text{V}$).

Titanium dioxide doped with vanadium impurities, in which the room temperature saturation magnetization exceeds 40 G, and the Curie temperature is 400 K and higher, shows the highest magnetic parameters in the

oxide semiconductor group. However, the possible origin of high magnetic moments at low vanadium content, long-range ferromagnetic order, and high Curie temperature in this DMO is still under debates. Magnetic properties of titanium dioxide doped with Co and V are quite different, and the basic competitive approaches, namely, carrier-mediated ferromagnetism and defect-induced magnetism, fail to explain all available experimental data. Therefore, a further theoretical and experimental work should be done with a deeper insight in structural, magnetic, magnetotransport, and magneto-optical properties of DMO in a wide range of compositions.

The description of the theoretical frameworks for explanation of the observed ferromagnetic properties in DMOs

The ferromagnetic order in III-V semiconductors has already been successfully explained by the mean field model which is based on RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) and Zener interactions. Both interactions give equivalent results in the mean field approximation. The Zener model suggests that ferromagnetic order between localized spins occurs via delocalized band carriers. However it fails explaining DMOs magnetic properties since in this approximation charge carriers are treated as free carriers and nearest neighboring distances are shorter as compared to the nearest-neighboring distances of transition metal atoms within DMOs.

In 2005, Coey suggested the use of the bound magnetic polaron (BMP) model to explain high temperature ferromagnetic order in TM doped oxides. A BMP consists of an impurity electron and forms a shallow donor, where the local magnetization is inhomogeneous. A shallow donor in n-type oxides is associated with an oxygen based defect. Thus, an electron accompanied by a defect will be confined in a hydrogen-like orbital.

The charge transfer model is based on charge reservoirs induced by TM doping. The idea of charge reservoirs was developed due to inconsistent charge states of the TM dopants when they substitute the host cation. For example, Ti in TiO₂ has a +4 oxidation state, however, the possible dopants, Co, Mn or Fe tends to have different oxidation states, i.e. +1, +2, +3 or a mixture of those states when they replace Ti atom within TiO₂

matrix. Therefore, this situation results in charge imbalance, which leads to creation of charge reservoirs.

It should be noticed that up to now there is no reliable experimental confirmation of high spin polarization of current carriers, which is of primary importance for spintronics. The low remanent magnetization of most developed DMO does not meet requirements for applications. Besides, reproducibility of magnetic properties, the level of their homogeneity along the surface, and thickness of DMO thin films are not satisfactory. Nevertheless, all these sufficiently complicated technical problems stated above do not seem to be insuperable.

Acknowledgments

This work is partially supported by the Initiative and Networking Fund of the German Helmholtz Association, Helmholtz-Russia Joint Research Group HRJRG-314, and Russian Foundation for Basic Research RFBR #12-02-91321-SIG_a, 15-02-02077_a and 16-29-03287-ofi_m.

References

1. Dietl T., Ohno H.: Dilute ferromagnetic semiconductors: Physics and spintronic structures // *Rev. Mod. Phys.*, 86, 187-251 (2014).
2. Ohno H.: A window on the future of spintronics // *Nat. Mater.* 9, 952-954 (2010).
3. Dietl T.: A ten-year perspective on dilute magnetic semiconductors and oxides // *Nat. Mater.*, 9, 965-974(2010).
4. Olejnik K., Owen M.H.S., Novak V., et al. // Enhanced annealing, high Curie temperature, and low-voltage gating in (Ga, Mn)As: A surface oxide control study // *Phys. Rev. B*, 78, 054403 (2008).
5. Wang M., Campion R.P., Rushforth A.W., et al.: Achieving high Curie temperature in (Ga, Mn) As // *Appl. Phys. Lett.*, 93, 132103 (2008).
6. Matsumoto Y., Murakami M., Shono T., et al. // Room-temperature ferromagnetism in transparent transition metal-doped titanium dioxide // *Science*, 291, 854-856 (2001).
7. Venkatesan M., Fitzgerald C.B., Coey J.M.D.: Unexpected magnetism in a dielectric oxide // *Nature*, 430, 630 (2004).
8. Hong N.H., Sakai J., Prellier W., et al. // Ferromagnetism in transition-metal-doped TiO₂ thin films // *Phys. Rev. B*, 70, 195204 (2004).

Influence of the metal-film-deposition temperature and the cover-layer thickness on the properties of the light emitting diode with InGaAs/GaAs quantum wells

S. Saeid

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 23 Gagarin Avenue, Nizhny Novgorod, 603950, Russia.
s.saeed34@yahoo.com

Light-emitting diodes based on InGaAs/GaAs quantum wells (QW) were fabricated and investigated. Cover 15, 25 nm layer of GaAs was deposited by high temperature (630°C) epitaxy. Ferromagnetic Co metal layer was used as spin injector. The experimental results demonstrate that manipulating of the cover-layer thickness and of the metal-film-deposition temperature improve performance and efficiency of spin injection light-emitting diodes.

Introduction

It is possible to use the spin degree of freedom in the process of transfer and conservation of data and in the information processing. It allows developing a new type of smaller-sized devices with ability to transfer larger amount of information, to accelerate information processing and to reduce power consumption [1].

One of the examples of spintronic devices is a spin injection light-emitting diode based on InGaAs/GaAs quantum wells (QWs) and on Co ferromagnetic metal layer as an injector. The diode is considered as a source of circularly polarized light and as a promising device for data encoding and encryption [2].

Experimental

Semiconductor/metal structures with substrates of n-GaAs (001) were grown under atmospheric pressure of hydrogen using metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) for the semiconductor part. For the tunnel barrier/ferromagnetic metal part they were grown in vacuum using electron-beam evaporation. The structures contain three quantum wells (QWs) with different contents of In $x=0.25$, 0.20 and 0.15 which are located at different depths 30, 70, and 110 nm from the surface respectively. We use substrates of n-GaAs (001), so that the circular polarization happens due to spin-polarized holes' injection from the ferromagnetic contact. Deposition temperature of the metal layer is 90, 50°C and thickness of the cover layer is 15, 25 nm. The data obtained in the investigation of the structure

was confirmed on cross-sectional samples using transmission electron microscopy (JEM-2100F). At this point electro-photoluminescence is measured. Impurities and the distribution of components were analyzed at the cross-sectional structure with the help of Energy dispersive X-ray spectroscopy (EDS), integrated in the electron microscope. The photoluminescence (PL) was excited by He-Ne laser with power of 30 mW, and spectra were recorded at 77 K.

Results and discussion

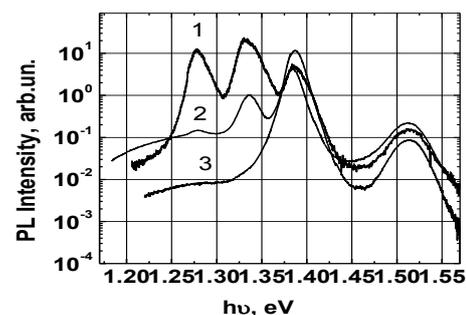


Fig. 1. The PL spectra of the structure with three quantum wells: 1 - initial sample; 2 - after deposition of Co at temperature of 60°C; 3 - after deposition of Co at temperature of 90°C

Figure 1 shows that as a result of deposition and removal of Co layer the PL peaks intensity of the QWs (with $x = 0.25$, 0.20), which are the first and the second from the surface, has decreased. For Co deposition temperature of 60°C the PL peak intensity, which is related to recombination in the QW1 has decreased by

100 times, and the PL peak intensity, which is related to recombination in the QW2 has decreased by 20 times. For Co deposition temperature of 90°C no photoluminescence at 1.28, 1.34 eV energies is recorded (with the exception of the background signal). Such a reduction of PL peaks intensity is attributed to an increase of defects' concentration resulting from Co deposition.

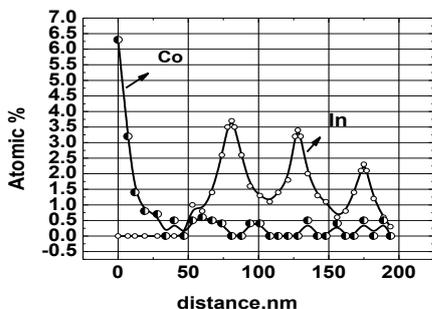


Fig. 2. Concentration profiles of the elements in the depth of structure with three quantum well and with deposition temperature of the cover layer at 400°C and Co layer

To analyze the defect formation we have carried out additional researches of Co and In concentration profiles by EDS analysis. According to the data of EDS analysis, the presence of Co atoms in the GaAs cover layer is registered, Co concentration decreases as the distance from the surface. In the area of the QW1 (near the surface) a signal of Co with the concentration which is slightly higher than the measurement error is registered. Co concentration in the area of QW2 and QW3 is equal 0 or is below the detection threshold.

According to the data shown in Figure 1 and 2, it can be assumed that the PL quenching is due to the diffusion of Co atoms into QWs. It is known that Co atoms in GaAs form nonradiative recombination centers, which suppress radiative recombination.

From Figure 3 it is seen that as a result of deposition and removal of Co the PL peaks' intensity of the QWs, which are the first and the second from the surface, has decreased. For the heterostructure with GaAs cover layer, the thickness of which is 15 nm, the peak's intensity associated with recombination in the QW1 has decreased by 28 times, and the PL peak's intensity associated with recombination in the QW2 decreased by 4 times.

Figure 4 shows that as a result of deposition and removal of Co the PL peak's intensity of the QW1 has decreased. For the heterostructure with GaAs cover

layer with 25 nm thickness the peak's intensity associated with recombination in the QW1 has decreased by 10 times.

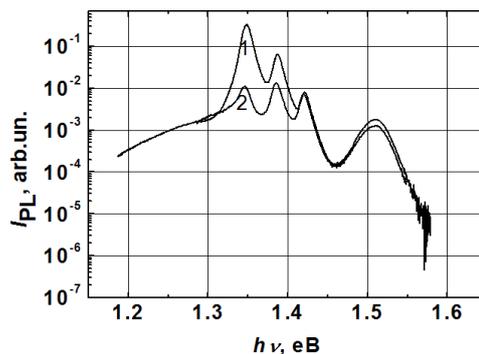


Fig. 3. The PL spectra of the structure with GaAs cover layer 15nm: 1 - initial sample; 2 - after deposition of Al₂O₃ (1,2nm)/Co/ Au at temperature of 50°C

Such a decrease of the PL peaks' intensity is attributed to an increase of concentration of defects in the active region (QW) by applying Co.

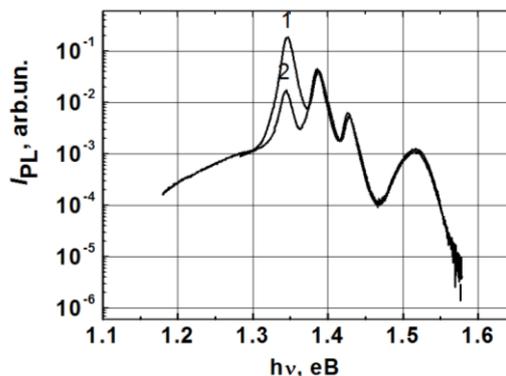


Fig. 4. The PL spectra of the structure with GaAs cover layer 25nm: 1 - initial sample; 2 - after deposition of Al₂O₃ (1,2nm)/Co/ Au at temperature of 50°C

It has been shown that the deposition of metal layers at high temperature (and hence more defective) leads to the acceleration of diffusion penetration of ferromagnetic metal atoms. Thickness of the cover layer is a diffusion barrier for active regions (QWs) and also it is a path for polarized carriers.

References

1. S.D. Sarma // Am. Sci. 2001. V. 89. P. 516.
2. I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. 2004. V.76. P. 323-410.

Спиновый транспорт в латеральной спин-вентильной наноструктуре с учетом спинового эффекта Холла

Т.А. Андрианов^{1,*}, А.В. Ведяев¹

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, ул. Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991.
*timofey.andrianov@gmail.com

Произведен численный расчет спинового транспорта в латеральной спин-вентильной наноструктуре с учетом спинового эффекта Холла. Установлено, что направление намагниченности ферромагнетика-анализатора на конце латерального спинового канала оказывает непосредственное влияние на величину холловской разности потенциалов, что позволяет рассматривать данную структуру в качестве датчика магнитного поля.

Введение

Генерация, управление и обнаружение спин-поляризованного тока в наноструктурах являются главными задачами, которые приходится решать при разработке спинтронных устройств. В последнее время активно исследуются так называемые латеральные спин-вентильные структуры, которые позволяют генерировать чистый спиновый ток без приложения внешнего магнитного поля, а только за счет проходящего электрического спин-поляризованного тока [1-5]. Особый интерес представляют гибридные структуры, включающие в себя металлы со спиновым эффектом Холла (СЭХ). Подобные структуры позволяют получать спиновый ток как за счет поляризации ферромагнитным электродом, так и за счет СЭХ. Теоретическое описание СЭХ было предложено Дьяконовым и Перелем [6,7], где было впервые указано, что СЭХ является следствием асимметричного рассеяния за счет спин-орбитального взаимодействия. Дальнейшее исследование прямого и так называемого обратного СЭХ было проведено в работах [8-11]. В настоящей работе проведено моделирование спинового транспорта в латеральной спин-вентильной структуре с СЭХ.

Исследуемая модель

Исследуемая структура (рис. 1) представляет собой трехслойный спин-вентиль, состоящий из ферромагнитных электродов 1 и 3, разделенных парамагнитным металлом 2. Перпендикулярно спин-вентилью присоединяется парамагнитный спиновый канал 4 с ферромагнитным анализатором 5. Намаг-

ниченности ферромагнитных электродов имеют антипараллельную ориентацию. Электрический ток J_e пропускается вдоль спин-вентильной структуры, генерируя, тем самым, чистый спиновый ток, который попадает в парамагнитный спиновый канал с

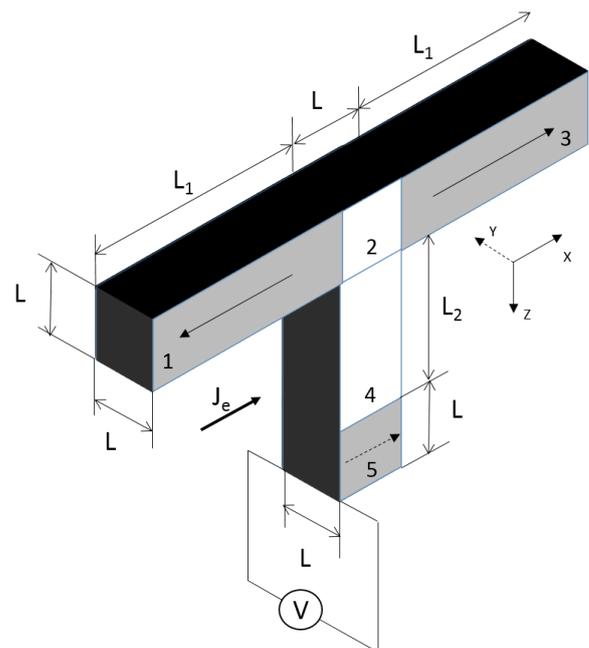


Рис. 1. Исследуемая латеральная спин-вентильная структура. $L=100$ нм, $L_1=400$ нм, $L_2=200$ нм

СЭХ. За счет обратного СЭХ между боковыми гранями парамагнитного спинового канала возникает холловская разность потенциалов. Целью настоящей работы являлась проверка возможности использования подобной структуры в качестве датчика магнитного поля. Для этого намагниченность ферромагнетика-анализатора изменялась от 0 до 180 градусов по отношению к намагниченности

одного из ферромагнитных электродов и рассчитывалась холловская разность потенциалов. Моделирование проводилось путем численного решения уравнений спинового транспорта с учетом наличия СЭХ в системе:

$$\vec{J}_e = -\sigma \vec{\nabla} \varphi - \beta \frac{\sigma}{v} (\vec{M}, \vec{\nabla} \vec{m}) - \frac{\sigma_{SH}}{v} [\vec{\nabla}, \vec{m}],$$

$$\vec{J}_m = -\sigma \beta (\vec{M}, \vec{\nabla} \varphi) - \frac{\sigma}{v} \vec{\nabla} \vec{m} - \sigma_{SH} \varepsilon_{ijk} \vec{\nabla}_k \varphi,$$

$$\text{div} \vec{J}_e = 0,$$

$$\text{div} \vec{J}_m = -\frac{\sigma}{v l_{sf}^2} \vec{m} - \frac{\sigma}{v l_j^2} [\vec{M}, \vec{m}].$$

Где φ – электрический потенциал, σ – проводимость, β – параметр спиновой асимметрии проводимости, σ_{SH} – спин-холловская проводимость; \vec{M} – единичный вектор намагниченности ферромагнетика; \vec{m} – вектор спиновой аккумуляции, имеющий 3 компоненты в спиновом пространстве, l_{sf} – спин-диффузионная длина, l_j – длина прецессии, v – плотность состояний.

Результаты

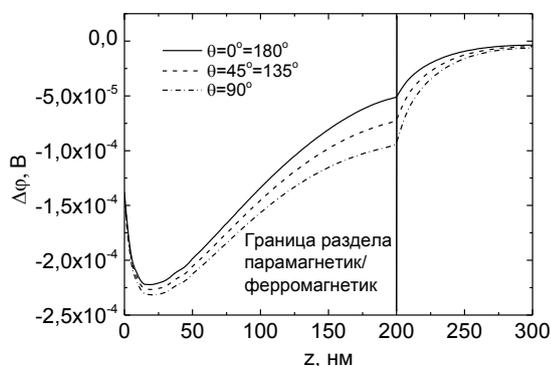


Рис. 2. Зависимость холловской разности потенциалов вдоль боковой грани спинового канала

Результаты моделирования приведены на рис. 2, где изображена зависимость холловской разности потенциалов от координаты Z вдоль спинового канала и ферромагнитного анализатора при различ-

ных углах поворота намагниченности ферромагнетика-анализатора относительно ферромагнитных электродов. Было установлено, что максимальная холловская разность потенциалов достигается при повороте намагниченности на угол 90 градусов и составляет порядка 50 мкВ вблизи границы парамагнетик/ферромагнетик, что является достаточно ощутимой разницей. Именно поэтому подобные латеральные спин-вентильные структуры можно использовать в качестве датчиков магнитного поля.

Литература

1. T. Kimura and Y. Otani // *Phys. Rev. Lett.*, V. 99, 196604 (2007).
2. T. Kimura and Y. Otani // *Journal of Physics: Condensed Matter*, V. 19, 165216 (2007).
3. Y. Fukuma, L. Wang, H. Idzuchi, S. Takahashi, S. Maekawa, and Y. Otani // *Nat. Mater.*, V. 10, 527 (2011).
4. S. Nonoguchi, T. Nomura, and T. Kimura, *Applied Physics Letters*, V. 100, 132401 (2012).
5. Ikhtiar, S. Kasai, A. Itoh, Y.K. Takahashi, T. Ohkubo, S. Mitani, and K. Hono // *Journal of Applied Physics*, V. 115, 173912 (2014).
6. M.I. D'yakonov and V.I. Perel' // *JETP*, V. 13, 467 (1971).
7. M.I. Dyakonov and V.I. Perel // *Phys. Lett. A*, V. 35, 459 (1971).
8. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, and N.P. Ong // *Rev. Mod. Phys.*, V. 82, 1539 (2010).
9. J. Sinova, S. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth // *Rev. Mod. Phys.*, V. 87, 1213 (2015).
10. A. Hoffmann // *IEEE Trans. Magn.*, V. 49, 5172 (2013).
11. Y. Niimi, Y. Otani // *Reportson Progress in Physics*, V. 78, 124501 (2015).

Фазовый переход «порядок-беспорядок» и его влияние на магнитные свойства в тонких пленках твердых растворов CoPd и CoIr

Е.М. Артемьев¹, Н.А. Рябинин¹, В.С. Цикалов¹, Л.Е. Якимов²

¹ Сибирский федеральный университет, пр. Свободный 79, Красноярск, 660041.

² Сибирский государственный аэрокосмический университет им. академика В.Ф.Решетнева, пр. Красноярский рабочий 31, Красноярск, 660037. aem49@yandex.ru

Получены тонкие плёнки твердых растворов CoPd и CoIr, показывающие в исходном состоянии картины микродифракции в виде плотноупакованных ГПУ, ГПУ+ГЦК, ГЦК-структур и в виде диффузного гало. Состояние, характеризующееся диффузным гало, представляет собой полиморфное превращение мартенситного типа. Возникает при мартенситном переходе низкотемпературной ГПУ-фазы в высокотемпературную ГЦК-фазу. Идентифицированы кристаллические метастабильные структуры, возникающие в плёнках. Исследованы магнитные характеристики полученных пленок.

В данной работе исследовались пленки CoPd с содержанием Pd от 20 до 80% и пленки CoIr с содержанием от Co₃₀Ir₇₀ до Co₆₅Ir₃₅. При изучении зависимости структуры пленок CoPd от температуры подложек ($T_{\text{п}}$) при конденсации были выявлены существенные закономерности. Область существования ГПУ-фазы в пленках сплава, полученных при $T_{\text{п}} = -150 \text{ } ^\circ\text{C}$ - $-100 \text{ } ^\circ\text{C}$, приходится на широкий интервал составов, начиная от кобальта и до состава Co₄₀Pd₆₀, в то время как в массивных образцах ГПУ-фаза существует вблизи чистого кобальта (до 13 ат.% Pd. Параметры решетки, рассчитанные из данных рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии для ГПУ-фазы в области экваторного состава, равны $a = 0,258 \text{ нм}$, $c = 0,428 \text{ нм}$. При повышении $T_{\text{п}}$ пленки начинают конденсироваться двухфазными в виде смеси ГПУ- и ГЦК-фаз. С увеличением $T_{\text{п}}$ процентное содержание ГЦК фазы растёт, и при $T_{\text{п}} = +100 \text{ } ^\circ\text{C}$ количество ГЦК фазы приблизительно одинаково с количеством ГПУ (по интенсивности структурных рефлексов). Однофазная ГПУ-пленка сплава Co₅₀Pd₅₀ имеет параметры решетки $a = 0,258 \text{ нм}$, $c = 0,428 \text{ нм}$. У однофазных ГЦК-пленок того же состава (конденсация при $T_{\text{п}} = 230 \text{ } ^\circ\text{C}$) параметр решетки $a = 0,376 \text{ нм}$. В двухфазной системе решетки фаз стыкуются когерентно и параметры фаз несколько изменяются, для ГПУ $a = 0,262 \text{ нм}$, $c = 0,429 \text{ нм}$, а для ГЦК-фазы $a = 0,372 \text{ нм}$.

В пленках сплава Co_{1-x}Pd_x, где $x = 0,3-0,55$, области, дающие на электронограммах диффузные гало, начинают появляться не при понижении температуры подложек, а при повышении. При повышении $T_{\text{п}}$ в двухфазной пленке (ГПУ+ГЦК) сплава начинают появляться участки, дающие на электронограммах диффузные гало, площадь участков увеличивается с повышением $T_{\text{п}}$ при конденсации, и, например, пленка экваторного состава, полученная при $T_{\text{п}} = +150 \text{ } ^\circ\text{C}$ - $+180 \text{ } ^\circ\text{C}$ полностью аморфноподобна. Безусловно, наибольший интерес представляет метастабильное состояние пленок Co₅₀Pd₅₀, полученного при высоких $T_{\text{п}}$ и характеризующегося диффузным гало. Необходимо указать, что превращение «диффузное гало \rightarrow АВАСАВАС...» также является сдвиговым, поскольку осуществляется в течение нескольких секунд (при облучении отделенной от подложки пленки в колонне электронного микроскопа сфокусированным пучком электронов). Наличие диффузного гало на данных пленках позволяет заключить, что исходное состояние следует рассматривать как отдельный вид переходного мартенсита. Кристаллическая (дефектная) структура данного состояния представляет собой набор беспорядочно уложенных плотноупакованных плоскостей (111) ГЦК либо (001) ГПУ. В такой структуре в плотноупакованных плоскостях выполняется трансляция, в направлении же, перпендикулярном плотноупакованным плоскостям, регулярного расположения атомов нет, т.е. реализуется беспорядок. Таким обра-

зом, последовательность структурных превращений в пленках $\text{Co}_{50}\text{Pd}_{50}$ нужно рассматривать как превращение сдвигового типа, в результате которого осуществляется переход от разупорядоченной плотноупакованной структуры к плотноупакованным кристаллическим ГЦК-, ГПУ-структурам. Исходя из этого можно объяснить наличие среди областей пленки участков, дающих на электронограммах точечные рефлексы монокристалла, и участков, дающих на электронограммах диффузное гало.

Измерения намагниченности насыщения M_s дают при 20°C для однофазных ГПУ-пленок экваторного состава величину 1000 ± 80 Гс. Намагниченность насыщения ГЦК однофазных пленок того же состава равна 800 ± 50 Гс, увеличиваясь при обогащении сплава кобальтом. Известно, что намагниченность насыщения аморфного материала весьма слабо меняется при его кристаллизации [1]. Намагниченность насыщения нанокристаллических пленок CoPd , дающих на электронограммах диффузные гало, равна или несколько меньше (на 6-7%) намагниченности насыщения кристаллической пленки того же состава. Это фиксируют измерения M_s до и после рекристаллизации одних и тех же образцов. Кроме того, наблюдается разброс значений M_s от пленки к пленке одного и того же состава (до 150 Гс). Наблюдающийся разброс значений M_s нанокристаллических пленок одного и того же состава, отличие этих значений от M_s кристаллических пленок можно объяснить относительно большим объемом переходных участков между областями с ГПУ- и ГЦК-симметрией взаимного расположения атомов. Переходные участки, очевидно, характеризуются флуктуациями межатомных расстояний, что может приводить к обменным взаимодействиям разного знака. Кроме того, это связано и с разным количественным соотношением объема самих областей. Насыщение нанокристаллических пленок происходит в полях 100-800 Э.

Измерения коэрцитивной силы (H_c) пленок CoPd показывают, что H_c пленок, обладающих диффузным гало, укладываются в интервале от 5 до 20 Э, а H_c двухфазных и однофазных пленок больше на порядок и составляет 60-400 Э. Кристаллизация пленок CoPd , обладающих диффузным гало, увеличивает коэрцитивную силу на порядок и больше. Все вышеизложенное говорит о том, что нанокристаллические пленки CoPd близки по строению аморфным образцам, т.е. размеры структурных и

химических неоднородностей в них малы и слабо препятствуют процессам перемагничивания.

В двухфазных пленках CoPd , состоящих из кубической гранцентрированной фазы и гексагональной плотноупакованной фазы определенных составов, наблюдается интересная особенность. В пленках $\text{Co}_{1-x}\text{Pd}_x$, где $x = 0,5-0,55$, помещенных в зазор электромагнита, наблюдается выход оси легкого намагничивания (ОЛН) из плоскости пленок, зависящий от величины приложенного магнитного поля. Для различных образцов поле анизотропии (при котором ОЛН находится в неустойчивом положении) меняется от 2 кЭ до 14 кЭ. Расчет, сделанный для вращающего момента, действующего на пленку в магнитном поле, хорошо согласуется с экспериментом.

Для пленок системы CoIr в области составов от $\text{Co}_{30}\text{Ir}_{70}$ до $\text{Co}_{65}\text{Ir}_{35}$ были проведены рентгеноструктурные исследования, которые показали, что в пленках наблюдаемые дифракционные картины можно интерпретировать как смесь твердых растворов на основе ГПУ и ГЦК кристаллических модификаций. Обработка электронномикроскопических снимков, полученных на микроскопе высокого разрешения JEM-2100, показывает наличие соседствующих участков размерами до 4-4,5 нм., обладающих ГПУ- и ГЦК-структурой. Кроме того, на снимках видно существование большого количества неупорядоченной структуры и большого количества дефектов упаковки. Очевидно, это связано с тем, что ГПУ- и ГЦК-структуры являются плотноупакованными слоистыми структурами и отличаются только способом упаковки слоев. ГЦК-структура может быть получена последовательным наложением слоев ABC, ABC, ABC, ..., то есть последовательным смещением слоя AB (если его взять как элемент упаковки) на вектор $(1/3, 2/3)$, а ГПУ-структура – последовательным наложением слоев AB, AB, AB, ..., то есть смещением на вектор $(0, 0)$. Энергия образования дефектов упаковки очень мала в данных плотноупакованных структурах, и поэтому возникают неупорядоченные области, чередующиеся с областями с ГЦК- и ГПУ-структурой. Намагниченность насыщения в исследуемой области составов изменяется от 260 до 440 Гс. Коэрцитивная сила от 220 до 370 Э. Петли прямоугольные со скважностью S, близкой к 1.

Литература

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971, С. 526-527.

Диаманетизм нанозстровковых слоёв пермаллоя вблизи перколяционного перехода

А.В. Багдинов^{1,*}, Н.Н. Ковалева¹, Ф.А. Пудонин¹, А.А. Горбацевич¹,
О. Ступаков², И.А. Шерстнев¹, А. Дейнека², Е.И. Демихов¹

¹ Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д.53, Москва, 119991, Российская Федерация.

² Институт физики Академии наук Чешской Республики, На Словацце 2, Прага 8, 182 21, Чешская Республика.

* bagdinov@lebedev.ru

В работе изучены температурные зависимости M_{\parallel} и M_{\perp} ряда нанозстровковых монослоёв пермаллоя. Интересным явилось обнаружение большого диаманетического отклика острозстровковых структур в районе перколяционного порога, структур с $d \sim 2$ нм, т.е. в ферромагнитном образце наблюдается супердиаманетический отклик. Приводятся теоретические и экспериментальные доказательства возможности существования подобного состояния.

Введение

Большой прикладной потенциал наноразмерных плёнок и фундаментальные вопросы магнитных явлений, в частности плёнок пермаллоя, вызывают повышенный интерес к их исследованию [1-5]. Для объяснения особенностей намагниченности многослойных острозстровковых структур типа $(\text{FeNi-Co})_N$ было предположено [2], что в таких системах может возникать особый тип намагниченности – супервихри, намагниченность которых сосредоточена не в отдельных нанозстровах, а распределена по множеству острозстров. Результаты магнитооптических исследований (эффект Керра) косвенно подтверждают возможность таких супервихревых состояний намагниченности. Прямое наблюдение супервихрей (например с помощью МСМ) пока затруднительно из-за малых размеров магнитных нанозстровов (диаметр 5–50 нм). В данной работе приведены результаты исследований намагниченности нанозстровковых слоёв FeNi в зависимости от температуры с использованием СКВИД-магнитометрии.

Методика эксперимента

Для исследований на керамических подложках (ситалл) была выращена серия острозстровковых плёнок FeNi с эффективными толщинами от 0.6 до 2 нм. Описание технологии изготовления таких структур приведено в [5]. Для измерения намагниченности полученных образцов использовался СКВИД-магнитометр MPMS XL 7T, имеющий чувствитель-

ность 10^{-8} едс, в полях до 7 Т, в области температур от 4 до 300 К. Намагниченность M образцов измерялась при приложении магнитного поля, направленном параллельно (H_{\parallel}) и перпендикулярно (H_{\perp}) поверхности структур (соответственно, намагниченность M_{\parallel} и M_{\perp}).

Результаты и обсуждение

Ранее нами были представлены данные намагниченностей M_{\parallel} и M_{\perp} в зависимости от магнитного поля приложенного параллельно (H_{\parallel}) и перпендикулярно (H_{\perp}) поверхности острозстровковых структур FeNi с различной эффективной толщиной d от 0.6 до 2 нм при $T = 10$ К. Отмечалось, что практически для всех острозстровковых образцов наблюдается полярная намагниченность, которая не насыщается при увеличении магнитного поля вплоть до 7 Т. Само наличие полярной намагниченности M_{\perp} в системе плоских нанозстровов является неожиданным, т.к. полярная намагниченность в плёнках FeNi обычно возникает при толщине $d > 40$ нм или иногда при меньших толщинах сплошных плёнок, например за счет существования в них доменных стенок блоховского типа [1]. Предполагается, что M_{\perp} связана с корами, существующими в острозстровковых системах с супервихревым типом намагниченности, как это было предположено в [2]. Отмечалась [3, 4] и большая величина M_{\perp} , которая по величине на 2 порядка больше намагниченности насыщения объёмного пермаллоя. Существующие в настоящий момент математические модели не в состоянии объяснить такую величину намагниченности M_{\perp} .

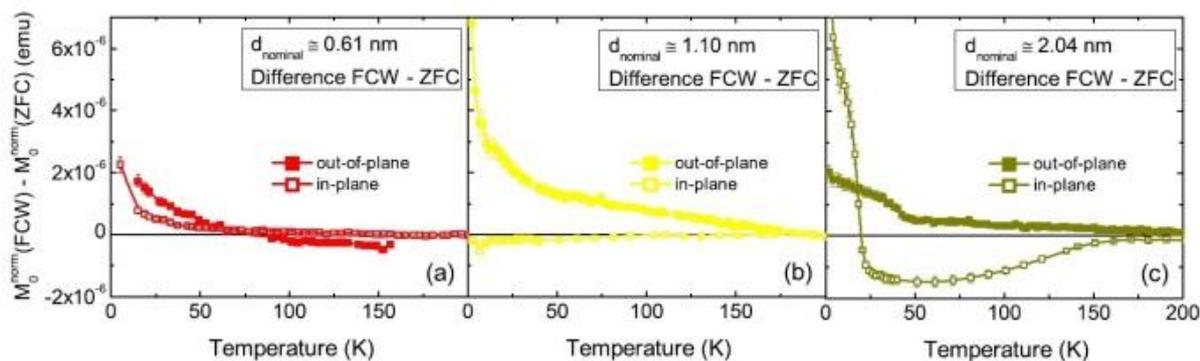


Рис. 1. Разность намагниченностей в нулевом магнитном поле (ZFC) и в поле 0.2–2 Т (FCW), в перпендикулярном и параллельном направлениях к поверхности структур

Наиболее интересным явилось обнаружение большого диамагнитного отклика островковых структур в районе перколяционного порога ($d^* \sim 1.8$ нм), а именно, для структур с $d \sim 2$ нм, т.е. в ферромагнитном образце наблюдается супердиамагнитный отклик. Ранее в серии теоретических работ [6, 7] был рассмотрен вопрос о существовании супердиамагнетизма в материалах, отличных от сверхпроводников. В общем случае, диамагнитный отклик, связанный с ларморовой прецессией замкнутых токовых контуров (например атомных электронных оболочек) очень мал – восприимчивость порядка 10^{-6} . Однако, как было показано в [6, 7], в материалах, обладающих неоднородным распределением тороидных моментов T , последние могут генерировать сильное псевдомагнитное (эффективное) магнитное поле $B \sim \text{rot } T(r)$, которое может воздействовать на свободные (делокализованные) электроны и вызывать супердиамагнитный отклик. Для существования тороидного момента T необходимо наличие в образцах вихревой намагниченности, которая, согласно [2], существует и в изучаемых островковых системах. В данной работе предполагается, что подобный тороидный супердиамагнетизм может реализовываться в исследуемых островковых системах в районе перколяционного перехода, когда еще существует неоднородное распределение супервихревой намагниченности, и, в тоже время, наряду с локализованными в островах электронами имеются и делокализованные (вследствие перколяции) электроны, которые, благодаря эффективному магнитному полю $B \sim \text{rot } (T)$, создают большой диамагнитный отклик. В островковых структурах, у которых эффективная толщина меньше порога перколяции, все электроны локализованы в наностровах и, несмотря на присутствие супервихревой намагниченности (а значит, и тороидных моментов), диамагнитного отклика не возникает.

В данной работе для ряда образцов изучены температурные зависимости M_{\parallel} и M_{\perp} в нулевом магнитном поле (ZFC) и в поле 0.2–2 Т (FCW). Для удобства и наглядности изучались температурные зависимости разности намагниченностей в нулевом магнитном поле (ZFC) и в поле 0.2–2 Т (FCW). В процессе измерения зависимости намагниченности от температуры к структурам прикладывалось слабое магнитное поле $H \sim 100$ Э. На рис. 1 приведены температурные зависимости разности $M(\text{FCW}) - M(\text{ZFC})$ в перпендикулярном и параллельном направлениях к поверхности структур. Полученные зависимости свидетельствуют, что для структур с $d \sim 2$ нм для намагниченности, параллельной плоскости образцов, разность $M(\text{FCW}) - M(\text{ZFC})$ имеет отрицательный знак вплоть до $T \sim 200$ К. Это может свидетельствовать о том, что исследуемая ферромагнитная структура в слабом магнитном поле 100 Э в большей мере намагничивается против поля, т.е. имеет диамагнитный отклик. Таким образом, измерение температурных зависимостей намагниченности в плоскости образцов может служить подтверждением существования диамагнитного отклика в области порога перколяции.

Литература

1. J.M. Talmadge, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 84, 4197 (2004).
2. A.P. Boltaev, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 102, 142404 (2013).
3. А.В. Багдинов, *и др.* // Физ. обр. в вузах, Т. 20, № 1С, с. 5 (2014).
4. А.В. Багдинов, *и др.* // Труды 18-го Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника». Т. 1, с. 117-118.
5. А.П. Болтаев, *и др.* // ЖЭТФ, 2004, Т. 126 (4), С. 827-833.
6. V.L. Ginzburg, *et al.* // Solid State Commun., 1984, V. 50, 339.
7. B.V. Volkov, *et al.* // Zh. Eksp. Teor. Phys., 1981, V. 86, 1870 [Sov. Phys. JETP, 1984, V. 86, 1087].

Фрустрация и корреляции в двумерной модели Гейзенберга с ближайшими соседями

А.Ф. Барабанов¹, А.В. Михеенков^{1, 2, 3*}, А.В. Шварцберг², В.Э. Валиулин²

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.

*mikheen@bk.ru

В сферически-симметричном самосогласованном подходе рассматривается $S=1/2$ J_1 - J_2 -модель Гейзенберга на двумерной квадратной решетке. Впервые получен спектр спиновых возбуждений $\omega(\mathbf{q})$ и спиновые щели в симметричных точках для всего J_1 - J_2 -круга, то есть для любого φ , $J_1=\cos(\varphi)$, $J_2=\sin(\varphi)$. Также впервые во всем диапазоне параметров вычислен структурный фактор c_q и корреляционная длина ξ при конечной температуре. Определены энергия и теплоемкость. Продемонстрировано коренное различие поведения системы во фрустрированной ($0 < \varphi < \pi$) и нефрустрированной ($\pi < \varphi < 2\pi$) областях круга. Для слабо фрустрированного АФМ ($J_1 > J_2 > 0$) из сравнения с экспериментальной зависимостью ξ от температуры и допирования предложен закон соответствия между фрустрацией в спиновой модели и степенью допирования антиферромагнетика дырочными носителями. Изучено также влияние третьего обмена J_3 .

Введение

Двумерная J_1 - J_2 $S=1/2$ модель Гейзенберга широко используется для изучения эффектов фрустрации в низкоразмерных системах, где они выражены наиболее ярко. Кроме того, это базовая модель при исследовании квантового фазового перехода. Наконец, в умеренно допированных магнетиках (наиболее изученными являются ВТСП-купраты) модель адекватно описывает спиновую подсистему.

До недавнего времени большинство экспериментально исследованных соединений, отвечающих модели, соответствовали АФМ знакам ближайшего и следующего обменов. Однако в последние годы были изучены около десятка квазидвумерных соединений с ФМ ближайшим обменом $J_1 < 0$ и фрустрирующим АФМ вторым обменом $J_2 > 0$. Это, например, $\text{Pb}_2\text{VO}(\text{PO}_4)_2$, $(\text{CuCl})\text{LaNb}_2\text{O}_7$, $\text{SrZnVO}(\text{PO}_4)_2$, $\text{BaCdVO}(\text{PO}_4)_2$. Считается, что в перечисленных соединениях фрустрация может разрушить дальний ФМ порядок. Исследуются также соединения, например K_2CuF_4 , Cs_2CuF_4 , Cs_2AgF_4 , $\text{La}_2\text{BaCuO}_5$ и Rb_2CrCl_4 , со слабым фрустрирующим АФМ обменом.

На рис. 1 качественно представлена предполагаемая фазовая диаграмма модели для спина $S=1/2$ и положения на ней некоторых из упомянутых соединений. Здесь и далее J_1 - J_2 -круг определен соотношениями $J_1=\cos(\varphi)$, $J_2=\sin(\varphi)$.

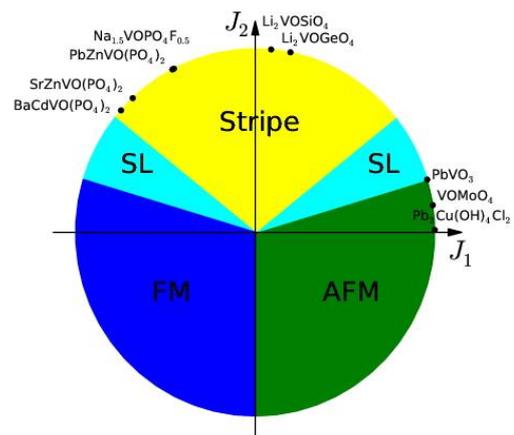


Рис. 1. Схематическая фазовая диаграмма J_1 - J_2 -модели Гейзенберга на квадратной решетке. Точки отвечают соотношению обменов J_1 и J_2 для некоторых квазидвумерных соединений. Границы областей неупорядоченной фазы SL (spin liquid) показаны условно

Значительная часть теоретических работ также сосредоточена в первой четверти круга $J_1 > 0$, $J_2 > 0$. Коротко, общепринятая картина состоит в следующем. При $T=0$ с ростом φ происходят два последовательных фазовых перехода — из АФМ в неупорядоченную фазу и далее в страйп-фазу. Вопрос о структуре и границах неупорядоченной фазы, а также о характере переходов остается дискуссионным. При $T > 0$ в двумерной модели в силу теоремы Мермина-Вагнера

дальний порядок невозможен. В реальных соединениях квазидвумерность может приводить к нарушению этого жесткого условия.

В 2D в рамках различных подходов исследовался также и чисто ФМ-случай $\varphi=\pi$ ($J_1=-1, J_2=0$).

Наконец, появление экспериментов во второй четверти круга $\pi/2 < \varphi < \pi$ стимулировало и теоретические работы в этой области. Здесь также предполагается существование неупорядоченной фазы между ФМ- и страйп-фазами.

Таким образом, в верхней половине J_1 - J_2 -круга имеется несколько экспериментальных точек, а также ряд аналитических и численных работ, выполненных в рамках различных подходов в локальных областях. Представляется целесообразным описание общей картины в едином подходе. При этом естественно включить и нижнюю половину круга $\pi < \varphi < 2\pi$.

Модель и метод

Гамильтониан $S=1/2$ J_1 - J_2 -модели Гейзенберга на двумерной квадратной решетке имеет вид

$$H = \frac{J_1}{2} \sum_{i,g} S_i S_{i+g} + \frac{J_2}{2} \sum_{i,d} S_i S_{i+d},$$

где \mathbf{g} и \mathbf{d} – векторы первых и вторых ближайших соседей (сторона и диагональ квадрата).

В настоящей работе модель изучается во всей области параметров в рамках сферически-симметричного самосогласованного подхода для двухвременных запаздывающих спиновых функций Грина (СССП). Не останавливаясь на деталях, отметим, что метод сводится к замыканию цепочки уравнений для функций Грина на втором шаге с выделением спин-спиновых корреляторов. Подход автоматически сохраняет $SU(2)$ -симметрию гамильтониана (основное состояние, а также спин-спиновые корреляторы при $T \neq 0$ остаются сферически-симметричными в спиновом пространстве), трансляционную симметрию и спиновый констрейнт на узле. При ненулевой температуре в СССП также автоматически соблюдается теорема Мермина–Вагнера.

Результаты

В рамках СССП получены спектры спиновых возбуждений во всем диапазоне обменных параметров J_1 и J_2 и при температурах от $T=0$ до $T \sim 1$. Постро-

ена фазовая диаграмма при $T=0$. При этом реализуются три фазы с дальним порядком (АФМ, страйп и ФМ) и две области спиновой жидкости. Все фазовые переходы, кроме перехода ФМ-АФМ при $\varphi=3\pi/2$, являются непрерывными.

При $T \neq 0$ дальний порядок в силу двумерности невозможен, однако ближний порядок сохраняет память о родительской нультемпературной фазе. Причем характер ближнего порядка оказывается существенно различным в верхней, фрустрированной, половине J_1 - J_2 -круга, и нижней, нефрустрированной. В верхней области корреляционная длина ξ даже при низких температурах невелика и быстро падает с ростом T . В нижней $\xi \gg 1$ уже при $T \sim 0.4$. В области $2\pi > \varphi > 3\pi/2$ спиновая щель экспоненциально мала вплоть до $T \sim 0.5$. Обнаружены участки немонотонного (по φ и по T) спин-спиновых корреляторов и спиновых щелей.

Для слабо фрустрированного АФМ $J_1 > J_2 > 0$ проведено сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными по зависимости ξ от температуры и допирования. Предложен закон соответствия между фрустрацией в спиновой модели и степенью допирования антиферромагнетика дырочными носителями.

Вычислены также энергия и теплоемкость C_V системы. Теплоемкость демонстрирует локальные минимумы по φ в областях, отвечающих упорядоченным нультемпературным фазам, и, наоборот, в областях резкой перестройки ближнего порядка. На температурной зависимости C_V при любом φ наблюдается максимум, а вблизи перехода ФМ-спиновая жидкость возникает и дополнительный низкотемпературный максимум.

Исследовано влияние третьего обмена J_3 (удвоенная сторона квадрата). При $T=0$ в классическом пределе $S \gg 1$ к АФМ-, страйп- и ФМ-фазам добавляются две несоизмеримые геликоидальные (q,q) и $(q,0)$. В квантовом пределе $S=1/2$, как и в модели J_1 - J_2 , между всеми упорядоченными фазами возникают области спиновой жидкости, а области существования геликоидов значительно уменьшаются. В модели J_1 - J_2 - J_3 получены также примеры весьма нетривиальных спектров спиновых возбуждений.

Работа поддержана РФФИ, грант 16-02-00304А.

Литература

1. А.В. Михеенков, В.Э. Валиулин, А.В. Шварцберг и др. // ЖЭТФ, Т. 148, 514 (2015).

Существование дальнего порядка в n -компонентных векторных моделях с дефектами типа «случайное локальное поле»

А.А. Берзин¹, А.И. Морозов^{2*}

¹ Московский государственный университет информационных технологий, радиотехники и электроники, пр. Вернадского, 78, Москва, 119454.

² Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, Московская область, 141700.

*mor-alexandr@yandex.ru

Показано, что в случае анизотропного распределения направлений случайных локальных полей примесей в n -мерном пространстве векторного параметра порядка с $O(n)$ -симметрией и размерностью пространства $2 < d < 4$ возникает индуцируемая примесями эффективная анизотропия. Если она превосходит пороговое значение, то неоднородное состояние, предсказанное Имри и Ма, перестает быть энергетически выгодным, и в системе восстанавливается состояние с дальним порядком.

Введение

После выхода в 1975 г. классической работы Имри и Ма [1] в литературе прочно установилась точка зрения, что в пространстве размерности $d < 4$ введение сколь угодно малой концентрации примесей типа «случайное локальное поле» в систему с непрерывной симметрией n -компонентного векторного параметра порядка ($O(n)$ -модели) приводит к исчезновению дальнего порядка и появлению неоднородного состояния, которое в дальнейшем будем называть состоянием Имри и Ма.

Однако, как было показано в работе [2], приведенные в статье [1] аргументы о невозможности существования дальнего порядка в пространстве $d < 4$, на самом деле, справедливы при $d \leq 2$, то есть тогда, когда дальний порядок отсутствует при конечной температуре и в чистой системе. В пространстве размерностью $2 < d < 4$ и, в частности, в трехмерном пространстве, неоднородное состояние, вообще говоря, может сосуществовать с дальним порядком.

Как будет показано в данном докладе, анизотропное распределение направлений случайных локальных полей примесей в n -мерном пространстве параметра порядка в подавляющем числе случаев ведет к возникновению в системе индуцированной примесями эффективной анизотропии. Ранее было показано, что при превышении константой анизотропии порогового значения неоднородное состояние Имри и Ма становится энергетически невыгодным, и система переходит в упорядоченное состояние [3]. Сравнение полученной константы эффек-

тивной анизотропии с пороговым значением показывает, что состояние Имри и Ма не возникает в большинстве случаев анизотропного распределения направлений случайных локальных полей.

Эффективная анизотропия

Для качественного объяснения механизма возникновения эффективной анизотропии рассмотрим воздействие локального поля примеси \mathbf{h}_l (индекс l нумерует примеси) 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 $\boldsymbol{\eta}_0$ в чистой системе составляющая случайного поля \mathbf{h}_l^\perp приводит к локальному отклонению параметра порядка и появлению ортогональной $\boldsymbol{\eta}_0$ компоненты $\boldsymbol{\eta}^\perp(\mathbf{r})$. В результате возникает отрицательная добавка к энергии основного состояния, пропорциональная $(\mathbf{h}_l^\perp)^2$. Она максимальна, когда направление $\boldsymbol{\eta}_0$ перпендикулярно локальному полю примеси.

В частном случае анизотропного распределения направлений случайных полей, когда все \mathbf{h}_l коллинеарны, параметру порядка энергетически выгодно ориентироваться перпендикулярно этому направлению. Таким образом, в случае X - Y модели ($n=2$) возникает анизотропия типа «легкая ось», а в случае модели Гейзенберга ($n=3$) - анизотропия типа «легкая плоскость».

В случае компланарного распределения направлений случайных полей в пространстве параметра порядка в модели Гейзенберга возникает легкая ось, перпендикулярная указанной плоскости.

Оценка константы эффективной анизотропии K_{eff} по порядку величины дает значение

$$K_{eff} \sim \frac{x \langle h_l^2 \rangle}{JS^2}, \quad (1)$$

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 .

В случае более общего анизотропного распределения направлений случайных полей параметру порядка выгодно ориентироваться перпендикулярно преимущественному направлению случайных полей.

Подавление неоднородного состояния Имри и Ма

Сравним полученную эффективную константу анизотропии с критическим значением, превышение которого подавляет неоднородное состояние Имри и Ма [3].

Действительно, чтобы следовать за флуктуациями случайного поля, параметру порядка приходится отклоняться от наиболее выгодного (с точки зрения энергии анизотропии) направления. Это приводит к росту энергии анизотропии. Когда этот рост уже не компенсируется выигрышем энергии за счет следования параметра порядка за флуктуациями случай-

ного поля, неоднородное состояние Имри и Ма становится энергетически невыгодным, и в системе восстанавливается дальний порядок.

Как показано в работе [3], соответствующее критическое значение равно

$$K_{cr} \sim J \left[\frac{x \langle h_l^2 \rangle}{J^2 S^2} \right]^{\frac{2}{4-d}}. \quad (2)$$

Легко видеть, что при $2 < d < 4$ в случае сильно анизотропного распределения направлений случайных полей, когда справедлива оценка (1), $K_{eff} \gg K_{cr}$, поэтому неоднородное состояние Имри и Ма не реализуется.

Заключение

Таким образом, показано, что в случае анизотропного распределения направлений случайных локальных полей примесей дальний порядок в системе с исходной $O(n)$ -симметрией и размерностью пространства $2 < d < 4$ не исчезает вследствие индуцируемой полями примесей эффективной анизотропии в пространстве параметра порядка, и неоднородное состояние Имри и Ма не возникает.

Литература

1. Y. Imry and S.-K. Ma // Phys. Rev. Lett., V. 35, 1399 (1975).
2. А.А. Берзин, А.И. Морозов // ФТТ, Т. 57, 2155 (2015).
3. А.И. Морозов, А.С. Сигов // Письма в ЖЭТФ, Т. 90, 818 (2009).

Исследование влияния упругих напряжений на магнитную анизотропию микрочастиц пермаллоя методом ферромагнитного резонанса

Д.А. Бизяев¹, А.А. Бухараев^{1,2}, Ю.Е. Кондрашкин¹, Р.В. Горев³, Л.В. Мингалиева¹, В.Л. Миронов^{3,4}, Н.И. Нургазизов¹, Т.Ф. Ханипов¹

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

2 Казанский (Поволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603950.

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

Представлены результаты исследований влияния упругих напряжений на магнитную анизотропию квадратных микрочастиц пермаллоя (75Ni, 25Fe) с размерами $22 \times 22 \times 0.03$ мкм³. По спектрам ферромагнитного резонанса были рассчитаны поле анизотропии и намагниченность насыщения пермалловых частиц. Были смоделированы спектры ФМР с помощью программы OOMMF, и было показано, что максимальное совпадение экспериментальных и смоделированных спектров достигается в случае, когда в качестве модели частицы выступает квадрат с неровными краями.

Введение

На сегодняшний день актуальной проблемой является изучение влияния упругих напряжений на магнитные свойства ферромагнитных наноструктур, такие как коэрцитивная сила, намагниченность насыщения, магнитная анизотропия. Для исследования таких эффектов в пленках ранее успешно использован метод ферромагнитного резонанса (ФМР) [1].

Результаты и обсуждение

В данной работе с помощью ФМР исследовался магнитоупругий эффект в микрочастицах пермаллоя (Ni₇₅Fe₂₅) размерами $22 \times 22 \times 0,03$ мкм³. Массив частиц был осажден распылением в сверхвысоком вакууме электронным пучком пермалловой мишени через маску в виде сетки с квадратными отверстиями, закрепленную на стеклянной подложке. Для создания упругих напряжений в микрочастицах пермаллоя напыление проводилось на изогнутую подложку [2]. После напыления подложка выпрямлялась, в результате чего происходило сжатие частиц. ФМР-измерения проводились на установке Bruker EMX Plus с полем (H_{ex}) до 1,4 Т и микроволновым полем H_{mw} частотой 9,8 ГГц, перпендикулярным H_{ex} . На рис. 1 представлено атомно-

силовое изображение топографии поверхности частицы пермаллоя.

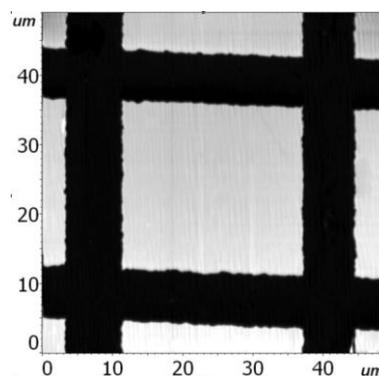


Рис. 1. АСМ-изображение топографии микрочастицы пермаллоя

Спектры ФМР были сняты в диапазоне углов от 0 до 360° с шагом в 10°. По угловой зависимости резонансного поля с помощью расчетов были определены намагниченность насыщения M_s и поле анизотропии H_k . Расчет основывался на уравнении Ландау–Лифшица–Гилберта. Решения уравнения для случая $\alpha H_{mw} \ll H_k H_{ex}$ имеют вид:

$$\omega^2 = \gamma^2 (H_{\min} + H_k)(H_{\min} + H_k + 4\pi M_s), \quad (\text{ф1})$$

$$\omega^2 = \gamma^2 (H_{\max} - H_k)(H_{\max} + 4\pi M_s), \quad (\text{ф2})$$

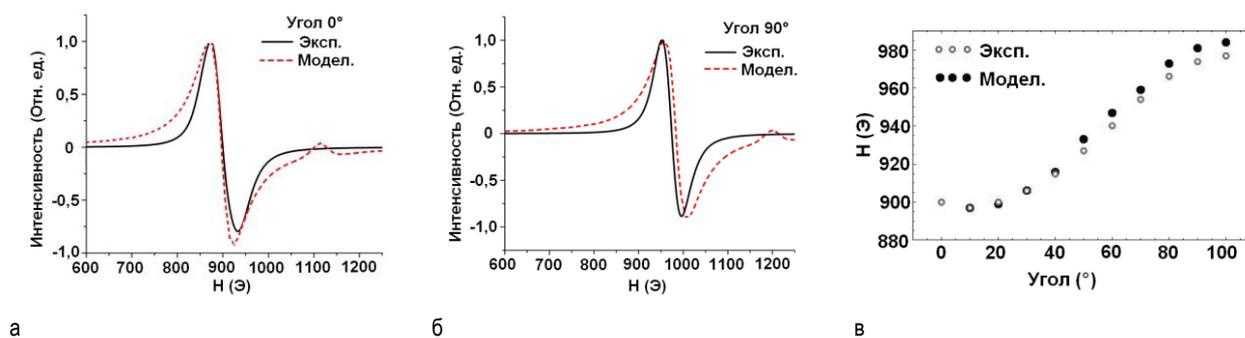


Рис. 2. ФМР спектры для ориентации образца 0 и 90° (а, б), зависимость резонансного поля от угла (в)

где H_{\min} и H_{\max} определяются из угловой зависимости резонансного поля экспериментальных спектров. Таким образом, из решения системы уравнений были определены поле анизотропии и намагниченность насыщения. Расчет проводился как для деформированного образца, так и для недеформированного. В результате получено для недеформированного образца ($H_{\min} = 93,7$ мТ, $H_{\max} = 95,1$ мТ): $H_k = 0,7$ мТ, $M_s = 88,9$ мТ. Для напряженного образца ($H_{\min} = 89,7$ мТ, $H_{\max} = 97,8$ мТ): $H_k = 4,2$ мТ, $M_s = 89,5$ мТ. Спектры ФМР были смоделированы на компьютере с помощью программы OOMMF [2]. При моделировании использовались полученные из эксперимента параметры: намагниченность насыщения и поле анизотропии. На рисунке 2 представлены изображения экспериментальных и смоделированных спектров ФМР и зависимость резонансного поля от угла для напряженного образца. Смоделированные спектры и их угловая зависимость достаточно хорошо совпадают с экспериментальными, однако на смоделированных спектрах (прерывистые линии) имеется дополнительный пик справа от основной интенсивной линии спектра. Как было выяснено, данный дополнительный пик возникает в том случае, когда в качестве модели частицы используется квадрат с абсолютно ровными краями. Как видно из АСМ-изображения топографии, края частицы не являются абсолютно ровными.

Ввиду данного факта было выполнено моделирование, где в качестве модели выступала частица с неровными краями, представленная на рисунке 3.

Спектр частицы с неровными краями представлен на рисунке 4.



Рис. 3. Модельная частица с неровными краями

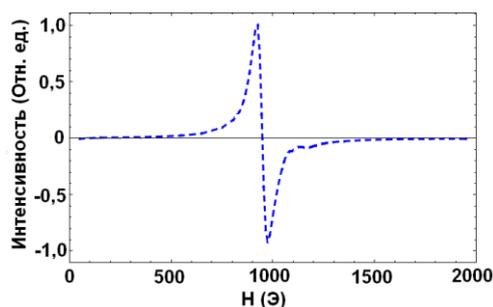


Рис. 4. Модельный ФМР-спектр частицы с неровными краями для угла ориентации образца 0°

Из рисунка 4 видно, что дополнительный пик справа от основной линии спектра пропадает при моделировании спектра ФМР для частицы с неровными краями.

Таким образом, ФМР успешно использован для изучения магнитоупругого эффекта в микрочастицах пермаллоя. Были определены значения поля анизотропии и намагниченности насыщения частиц. Показано, что максимальное совпадение экспериментальных и модельных спектров ФМР достигается в случае, когда в качестве модели выступают квадратные частицы с неровными краями.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты 15-02-02728 и 15-02-04462) и Программ Российской академии наук.

Литература

1. Б.А. Беязев, А.В. Изотов // ФТТ, Т. 49, 1651 (2007).
2. D.A. Biziyaev, A.A. Bukharaev, Yu.E. Kandrashkin *et al.* // Modern Development of Magnetic Resonance; Abstracts of the International conference; Kazan – September 22-26, 54 (2015).

Аномальный эффект Холла в пленках Co/Pt с перпендикулярной анизотропией и неоднородной намагниченностью

С.Н. Вдовичев^{1,2*}, Б.А. Грибков¹, Н.С. Гусев¹, С.А. Гусев¹, О.Е. Ермолаева¹, В.В. Рогов¹, Ю.В. Петров³, М.В. Сапожников¹, Е.В. Скороходов¹, 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 МРЦ "Нанотехнологии" Санкт-Петербургского государственного университета, ул. Ульяновская, д. 1, Старый Петергоф, Санкт-Петербург, 198504.

*vdovich@ipmras.ru

В данной работе представлены результаты исследований аномального эффекта Холла в многослойных пленках Co/Pt с перпендикулярной анизотропией с неоднородным распределением намагниченности. Неоднородное распределение намагниченности формировалось локальным изменением анизотропии с использованием ионного гелиевого микроскопа.

Введение

В 90-х годах прошлого века многослойные структуры Co/Pt вызывали интерес как среды для хранения информации с перпендикулярной записью [1]. В наши дни эти среды вызывают интерес как среды, в которых возможно реализовать устойчивую решетку скирмионов [2].

Эксперимент

Многослойные пленки [Co(0.5)/Pt(1)]₅ изготавливались методом магнетронного напыления на различных подложках [3]. Далее ионным травлением были изготовлены микромостики, см. рис. 1.

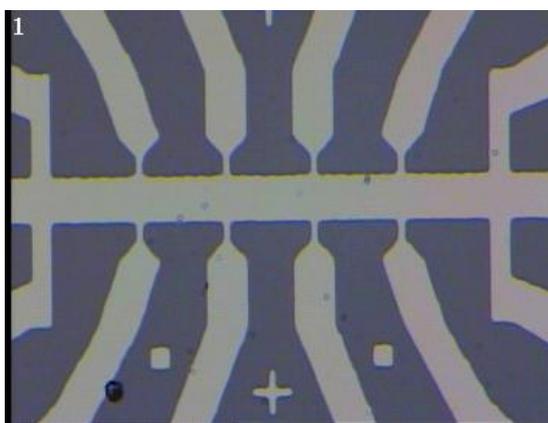


Рис. 1. Фотография микромостика

Микромостики имели геометрию объединенных датчиков Холла с шириной общего токового провода 10 мкм. Локальное изменение анизотропии исходной многослойной пленки Co/Pt было проведено с использованием ионного гелиевого микроскопа Carl Zeiss Orion, оснащенного системой литографии Nanomaker. Данный микроскоп позволяет сфокусировать ионный пучок атомов гелия в область до 50 нм. В наших экспериментах облученные ионами области имели круглую форму с диаметром порядка 100 нм, располагались в узлах квадратной решетки. Доза облучения составляла от 2, 3, 4 × 10¹⁵ ионов/см², сами области располагались вдоль токового провода. Облученные области с каждой дозой имели размер 10×30 мкм², что позволяло снимать холловское напряжение с каждой облученной области независимо друг от друга.

В работе исследован аномальный эффект Холла для различных доз облучения. Также исследован аномальный эффект Холла при различных температурах - при комнатной и 77 К, см. рис. 2 и рис. 3.

Работа сделана при поддержке РФФИ. В работе использовано оборудование Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ и ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

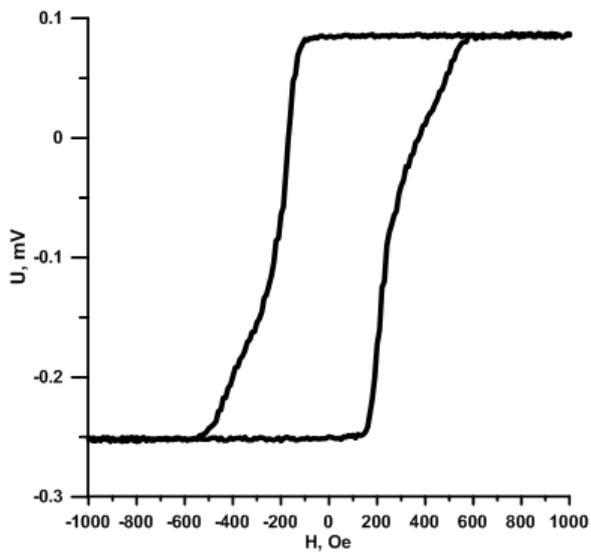


Рис. 2. Аномальный эффект Холла: представлена зависимость холловского напряжения для дозы 2×10^{15} ионов/ см^2 при $T = 293$ К

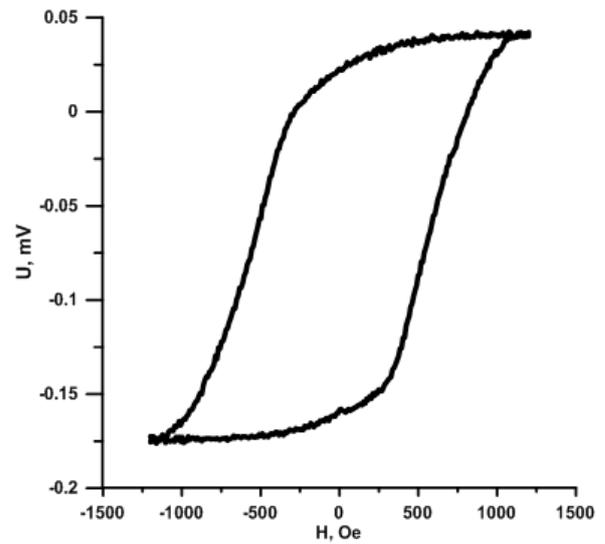


Рис. 3. Аномальный эффект Холла: представлена зависимость холловского напряжения для дозы 2×10^{15} ионов/ см^2 при $T = 77$ К

Литература

1. S.Y. Chou et al., Proc. IEEE 85, 652 (1997).
2. M.V. Sapozhnikov, J. Magn. Magn. Mater. 396, 338 (2015).
3. A.A. Fraerman, J. Magn. Magn. Mater. 393, 452 (2015).

Эффекты близости в гибридных структурах F/Ni-Cu/F и S/Ni-Cu/S

С.Н. Вдовичев^{1,2*}, С.А. Гусев¹, Е.С. Демидов², Ю.Н. Ноздрин¹, Е.Е. Пестов¹,
А.В. Самохвалов¹, Е.В. Скороходов¹, А.А. Фраерман¹, П.А. Юнин¹

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

2 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*vdovichev@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследования тонких пленок твердых растворов Ni-Cu с перестраиваемой температурой Кюри и использования данных пленок в различных задачах. Обсуждается зависимость частот ферромагнитного резонанса этой системы F1/NiCu/F2 от температуры и толщины парамагнитной прослойки. Экспериментально исследовано влияние пленки Ni-Cu (слабого ферромагнетика) на критическую температуру тонких сверхпроводящих пленок Nb (структуры типа S/F' и S/F/S).

Введение

Слабый ферромагнетик Ni_{1-x}-Cu_x является одним из самых простых и наиболее изученных разбавленных ферромагнетиков, температурой Кюри которого можно управлять, изменяя концентрацию сплава x [1]. Освоение методов изготовления подобных пленок Ni-Cu позволяет создавать структуры типа ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик (F/P/F) и исследовать, например, обменное взаимодействие между двумя ферромагнетиками через парамагнитную прослойку, а также исследовать влияние на это взаимодействие температуры. Также появляется возможность экспериментальной проверки недавно предсказанного магнитокалорического эффекта в многослойных структурах ферромагнетик/парамагнетик [2].

Еще одним вариантом использования разбавленного ферромагнетика является создание гибридных структур в комбинации со сверхпроводником: S/Ni-Cu и S/Ni-Cu/S. Интерес к S/F/S-структурам связан с возможностью реализации π -контакта и его использования в элементах криоэлектроники. Использование слабого ферромагнетика позволяет реализовывать подобные π -состояния с менее жесткими требованиями к толщинам каждого из слоев S/F/S-структуры [3,4].

Эксперимент

Металлические пленки изготавливались методом магнетронного распыления на кремниевых под-

ложках КДБ-10. Остаточный вакуум в камере был не хуже $1 \cdot 10^{-7}$ Торр. Пленки Ni_{1-x}-Cu_x изготавливались одновременным распылением двух мишеней Ni и Cu. Мишень никеля распылялась при фиксированной мощности магнетрона 150 Вт с ВЧ-током питания. Мощность источника постоянного тока питания с мишенью меди варьировалась для возможности изменения пропорции материалов в пленке. При мощности магнетрона 25 Вт соотношение материалов в пленке составляло $x=0.35$. По литературе [1], при данной пропорции компонентов, величина температуры Кюри пленки Ni_{0.65}-Cu_{0.35} составляет порядка 250 К. Измерение эффекта Холла на этой пленке показывает отсутствие ферромагнетизма при комнатной температуре. При температуре 77 К пленка является ферромагнитной.

Для исследования обменного взаимодействия в структурах F/P/F в зависимости от толщины парамагнитной прослойки была изготовлена серия многослойных образцов с фиксированными толщинами ферромагнитных пленок. Исследования методом ФМР показывают, что при малых толщинах парамагнитной прослойки взаимодействие берегов имеет ферромагнитный характер. В случае больших толщин прослойки тип взаимодействия меняется на антиферромагнитный. В этом случае знак взаимодействия изменяется при охлаждении ниже температуры Кюри прослойки NiCu.

Для исследования эффекта близости в S/F-структурах были изготовлены многослойные пленки Nb/Ni_{0.65}-Cu_{0.35} с различными толщинами слоев. Измерения критической температуры показывают, что при толщинах пленки ниобия не более 15 нм (порядка длины когерентности) ферромагнитный слой подавляет критическую температуру ниобия на 1.5-2 градуса. Чем меньше толщина ферромагнетика, тем меньше подавляется критическая температура. С увеличением толщины сверхпроводящей пленки влияние ферромагнетика на критическую температуру уменьшается. Аналогичное влияние ферромагнетика было продемонстрировано и для сверхпроводящих пленок MoN.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, CRDF #FSCX-14-61077-0 и РФФ №15-12-10020. В работе использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

Литература

1. С.В. Вонсовский, Магнетизм, М.: Наука (1971).
2. А.А. Фраерман, И.А. Шерешевский // Письма в ЖЭТФ, том 101, вып. 9, с. 693 (2015).
3. V.A. Oboznov, *et al.* // PRL, 96, 197003 (2006).
4. N. Pompeo, *et al.* // PRB, 90, 064510 (2014).

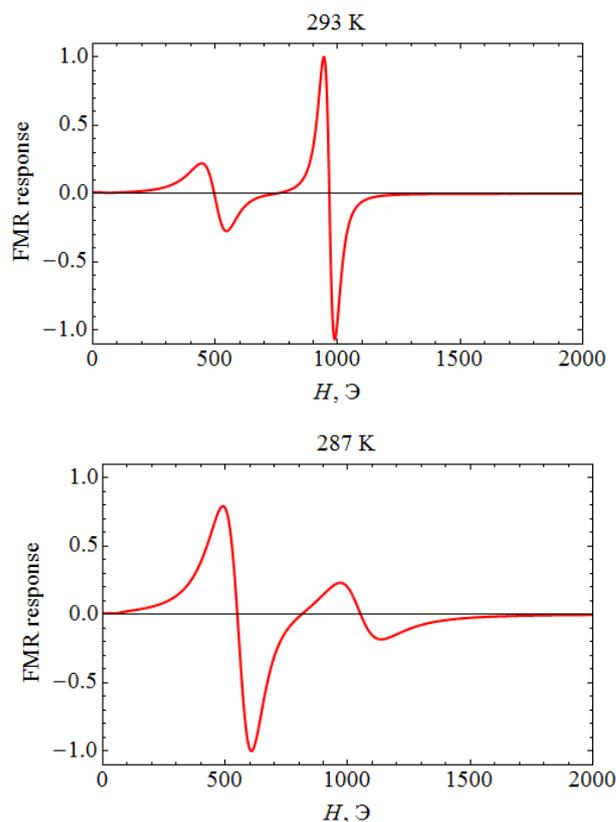


Рис. 1. Зависимость ФМР-спектров образцов CoFe/Ni-Cu/NiFe для толщины парамагнитной прослойки 6 нм (T=293 K) и 20 нм (T=287 K)

нения напряжения смещения, приложенного к структуре (рисунок 2). Данные эффекты объяснены перезарядкой поверхностных центров на границе диэлектрик/полупроводник. Магнитное поле вызывает сдвиг уровней энергии поверхностных центров в область более высоких энергий, а влияние смещения приводит к изгибу зон полупроводника на границе диэлектрик/полупроводник [5].

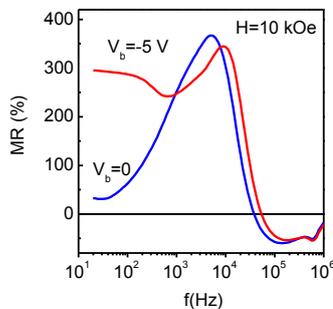


Рис. 2. Частотная зависимость магнитосопротивления структуры Fe/SiO₂/n-Si на переменном токе в поле H= 10 кЭ и при воздействии напряжения смещения V_b=-5 В

Под воздействием оптического излучения в структуре Fe/SiO₂/p-Si обнаружено фотоиндуцированное магнитосопротивление, которое может достигать значений до 10⁴ % в полях 6 кЭ. Величина эффекта сильно зависит от направления внешнего магнитного поля (рисунок 3). Исследования проводились на постоянном токе, а излучение было направлено на один из контактов структуры [6].

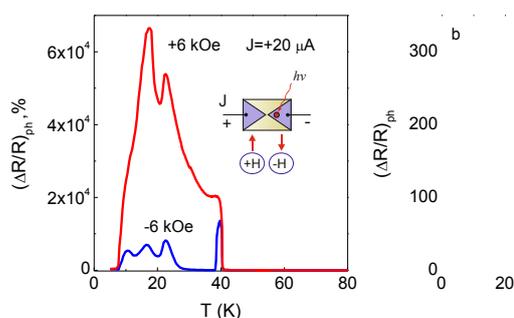


Рис. 3. Температурная зависимость фотоиндуцированного магнитосопротивления структуры Fe/SiO₂/p-Si на постоянном токе для различного направления магнитного поля величиной 6 кЭ

Для структуры Mn/SiO₂/p-Si было обнаружено влияние магнитного поля на транспортные свойства на постоянном и переменном токе. В данном случае выявлено еще большее влияние напряжения смещения. При превышении порогового значения, равного 2 В, как на постоянном, так и на переменном токе наблюдается магнитосопротивление, достигаю-

щее 10⁷%. Причиной тому служит запуск процесса ударной ионизации в объеме полупроводника при превышении порогового напряжения, что резко снижает сопротивление и импеданс структуры. В этом случае происходит полная ионизация как акцепторных состояний в Si, так и поверхностных состояний, что полностью подавляет процесс их перезарядки на переменном токе. Подавление ударной ионизации магнитным полем быстро восстанавливает большие величины сопротивления и импеданса.

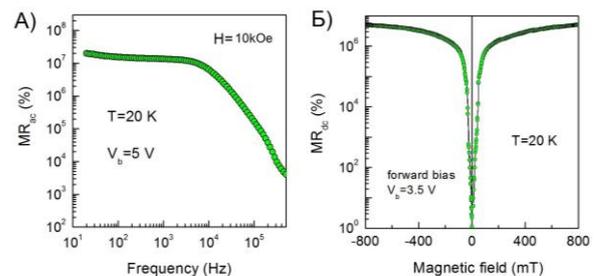


Рис. 4. А) частотная зависимость магнитосопротивления Mn/SiO₂/p-Si на переменном токе при температуре 20 К, в магнитном поле 10 кЭ при напряжении смещения 5 В. Б) полевая зависимость магнитосопротивления на постоянном токе при напряжении смещения 3.5 В

Мы полагаем, что подавление ударной ионизации магнитным полем можно объяснить, привлекая два физических механизма. Первый – это смещение акцепторных уровней в полупроводнике в сторону больших энергий по отношению к потолку валентной зоны, что требует больших напряжений для инициализации ударной ионизации. Другой механизм связан с действием силы Лоренца – отклонение траектории носителей в магнитном поле снижает их кинетическую энергию в выбранном направлении, за счет чего ударная ионизация также будет начинаться при больших смещениях.

Литература

1. A. Fert // Thin Solid Films. V. 2-5, P. 517 (2008).
2. R. Jansen // Nature Materials, V. 11, 400 (2011).
3. A. Fert // УФН, V. 178, 1336 (2008).
4. Ripka P. Artech House Publishers (2001).
5. N.V. Volkov, A.S. Tarasov, D.A. Smolyakov, et al. // App. Phys. Lett., V. 104, 222406 (2014).
6. N.V. Volkov, A.S. Tarasov, D.A. Smolyakov et al. // JMMM, V, 383. P. 69-72 (2015).

Резонансные свойства магнитных периодических структур: резонансы Брэгга, Вуда, Фано

С.Л. Высоцкий^{1,2}, Г.М. Дудко¹, С.А. Никитов^{2,3}, Н.Н. Новицкий⁴, В.К. Сахаров¹, А.И. Стогний⁴, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2,5,*}

1 Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, Россия, 410019.

2 Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, Россия, 410012.

3 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 7, Москва, Россия, 101007.

4 ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки, Минск, Беларусь, 220072.

5 Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А., ул. Политехническая, 77, Саратов, Россия, 410054.

*yuri.a.filimonov@gmail.com

Исследовано распространение спиновых волн в эпитаксиальных пленках железо-иттриевого граната с периодической поверхностной микроструктурой. Показано, что в таких периодических структурах могут наблюдаться эффекты резонансного рассеяния на частотах брэгговских резонансов, когда между длиной волны λ и периодом структуры Λ выполняется условие $n\lambda=2\Lambda$, где $n=1,2,\dots$ – целое число. В пленках с субволновой периодической структурой, когда $\lambda \gg \Lambda$, распространение спиновых волн может сопровождаться гибридизацией преимущественно дипольных спиновых волн с обменными вытекающими модами пленки с периодической структурой, что приводит к возникновению в коэффициенте передачи резонансных особенностей вудовского типа. Наконец, в магнитных периодических структурах со структурным дефектом характер резонансных возбуждений дефекта может приобретать характер резонансов Фано за счет гибридизации с распространяющимися спиновыми волнами волноводной периодической структуры.

Магнитные периодические структуры (магнитные кристаллы) расширяют возможности управления спектром спиновых волн (СВ), что может быть использовано для создания устройств обработки информации на СВЧ [1]. Пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), благодаря рекордно низким потерям СВ, широко используются для создания магнитных кристаллов (МК), которые могут быть получены травлением на поверхности ЖИГ 1D- или 2D-периодических структур.

До сих пор при исследовании свойств СВ в МК основное внимание уделялось эффекту формирования запрещенных зон в спектре волн на частотах брэгговских резонансов (БР), когда оказывается выполненным условие

$$q^+ - q^- = nQ, \quad (1)$$

где q^+ и q^- — соответственно, волновые векторы падающей и отраженной волн, $Q = 2\pi/\Lambda$ — вектор обратной решетки, Λ — период структуры, \mathbf{l} — единичный вектор вдоль оси решетки, $n = \pm 1, 2, \dots$ — порядок резонанса. В данной работе экспериментально и численно исследованы новые типы резонансных явлений в МК, которые могут проявляться в МК с поверхностной микроструктурой при распространении СВ с длиной волны λ , существенно превышающей период МК ($\Lambda/\lambda \ll 1$). Также исследованы резонансные явления при распространении СВ в композитных структурах, составленных из пленочного прямоугольного резонатора и МК.

Результаты

Эксперименты выполнялись с МК на основе пленок ЖИГ толщиной $d \approx 0.5-10$ мкм, намагниченностью насыщения $4\pi M \approx 1750$ Гс и шириной линии ФМР $\Delta H \approx 0.3-0.6$ Э. На поверхности пленок либо с помощью фотолитографии и ионного травления, либо с помощью травления фокусированным ионным пучком изготавливалась периодическая структура из канавок шириной $w \approx 0.2-5$ мкм, глубиной $\delta \approx 0.1-1$ мкм и периодом $\Lambda \approx 1-10$ мкм. На рисунке 1 показано АСМ-изображение поверхности МК, полученное с помощью Solver P47 NT-MDT.

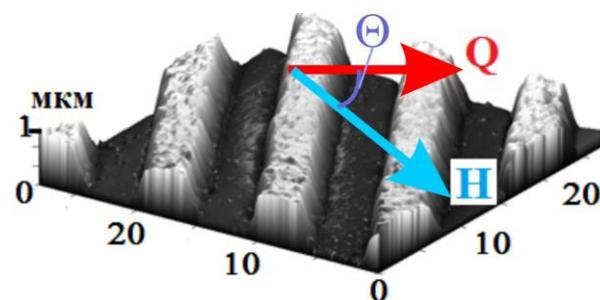


Рис. 1. АСМ-изображение поверхности МК

СВ возбуждались с помощью микрополосковых антенн. Внешнее магнитное поле \mathbf{H} ориентировалось в плоскости МК и вдоль микроантенн, что отвечало геометрии поверхностных спиновых волн (ПСВ) Дэймона-Эшбаха. Исследовалось распро-

странение СВ в зависимости от угла θ между полем \mathbf{H} и волновым вектором \mathbf{Q} обратной решетки МК.

На рисунке 2 приведены частотные зависимости спектра передачи ($S_{21}(f)$) макета линии задержки на основе МК с параметрами $d \approx 7.6$ мкм, $\Lambda \approx 8$ мкм при изменении угла θ (кривые 2-6). Кривая 1 на рисунке 2а отвечает $S_{21}(f)$ для исходной (не травленной) пленки ЖИГ. Зависимости $S_{21}(f)$ в МК при углах $90^\circ \geq \theta > 70^\circ$ содержат узкие линии поглощения, отмеченные звездочками на кривых 2 (рисунок 2а) и 3 (рисунок 2б). При уменьшении угла θ линии поглощения сдвигаются «вниз» по частоте и умень-

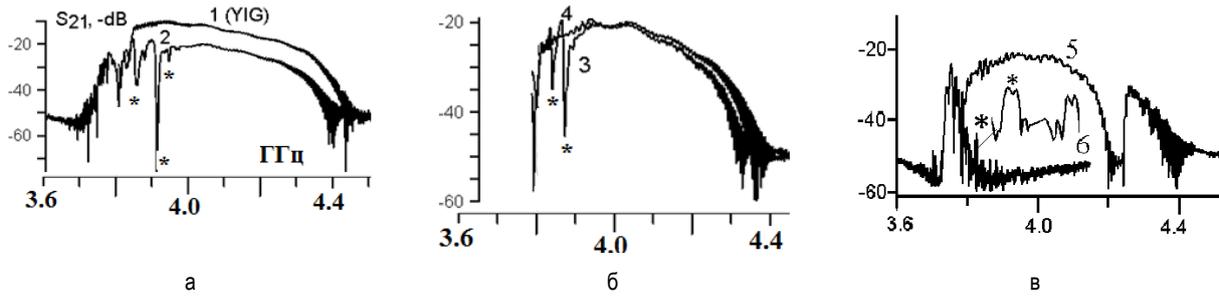


Рис. 2. Частотная зависимость параметра $S_{21}(f)$ макета линии задержки на ПСВ. Кривые 1 отвечают исходной пленке ЖИГ толщиной $d \approx 7.6$ мкм до травления. Кривые 2-5 вид $S_{21}(f)$ для линии задержки на магнетонном кристалле с периодом $\Lambda \approx 8$ мкм при изменении угла θ : 2) $\theta \approx 90^\circ$, 3) $\theta \approx 80^\circ$, 4) $\theta \approx 70^\circ$, 5) $\theta \approx 55^\circ$, 6) $\theta \approx 0$ (на вставке увеличенный участок $S_{21}(f)$)

Резонансные линии поглощения, отмеченные звездочками на кривых 2 и 3, отвечают распространению ПСВ длиной $\lambda > 100$ мкм ($\lambda \gg \Lambda$), когда периодическая структура является субволновой. Появление линий поглощения связано с гибридизацией ПСВ с вытекающими объемными обменными модами периодической структуры, подобно тому как возникают резонансные особенности вудовского типа в оптических решетках [2] или периодических магнитоплазмонных структурах [3,4]. Отметим, что при $\theta \approx 90^\circ$ (поле \mathbf{H} направлено вдоль канавок) основное состояние МК практически однородно. При этом к гибридизации приводит динамическое закрепление спинов на границах канавок, где сказывается влияние размагничивающих факторов анизотропии формы на динамику приповерхностных спинов.

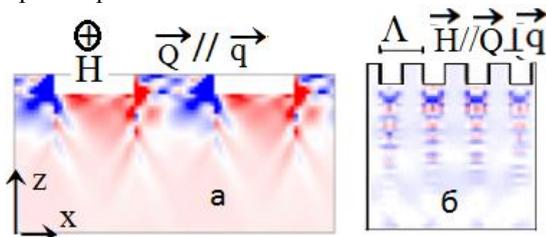


Рис. 3. Расчет распределения СВЧ-компоненты намагниченности m_z в МК: а) $\theta \approx 90^\circ$, б) $\theta \approx 0$

На рисунке 3а приведен расчет распределения СВЧ-компоненты m_z в МК при $\theta \approx 90^\circ$, выполненный с помощью [5]. Можно видеть, что обменная мода имеет волноводный характер, при этом в направлении распространения ПСВ характер распределения определяется периодом МК. В случае $\theta = 0$ основное

состояние МК сильно неоднородно. При этом на частотах, отвечающих условию $|q(z)dz \approx \pi n$, по толщине структуры устанавливается спин-волновой резонанс (см. рисунок 3б), а в зависимости $S_{21}(f)$ наблюдаются обменные «щели» шириной ≈ 10 МГц, см. кривую 6 на рисунке 2в.

При размещении на поверхности МК прямоугольного пленочного резонатора (что можно рассматривать как МК со структурным дефектом), в зависимости $S_{21}(f)$ наблюдаются полосы поглощения, характерные для резонансов Фано [6].

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 14-07-90001 Бел-а, 14-07-00549, 14-07-00896, 16-07-00097.

Литература

1. Гуляев Ю.В., Никитов С.А. // Докл. Академии наук. 2001. Т. 380. № 4. С. 469–471.
2. A. Hessel, A. Oline r// Appl. Opt. 1965, V. 4, P. 1275.
3. Белотелов В.И., Быков Д.А. Досколович Л.Д., Калиш А.Н., Звездин А.К. // ЖЭТФ, 2010. Т. 137, С. 932.
4. Krutyansky V.L., Chekhov A.L., Ketsko V. A., Stognij A.I., Murzina T.V. // PRB. 2015. V. 91, P. 121411(R).
5. Donahue M., Porter D. Object oriented micromagnetic framework. <http://math.nist.gov/oommf/>
6. Fano U. // Phys. Rev. 1961 Vol. 124. P. 1866.

Эффект Холла и «скрытая» квантовая критичность в $Mn_{1-x}Fe_xSi$

В.В. Глушков^{1,2*}, И.И. Лобанова², В.Ю. Иванов¹, Н.М. Чубова³,
С.В. Григорьев³, С.В. Демишев^{1,2}

1 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700.

3 Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Орлова роща, Гатчина, Ленинградская обл., 188300.

*glushkov@it.gpi.ru

В работе предложен новый подход к разделению нормального ($R_H B$) и аномального (ρ_H^a) вкладов в эффект Холла в спиральных магнетиках на основе $MnSi$, использующий совместный анализ температурных зависимостей холловского сопротивления $\rho_H(T, B_0)$, магнитосопротивления $\rho(T, B_0)$ и намагниченности $M(T, B_0)$ в магнитных полях $B_0 \leq 5$ Т. В случае $MnSi$ показано, что подавление дальнего магнитного порядка инициирует переход от аномального эффекта Холла, определяемого изменением фазы Берри ($T < T_c$, $\rho_H^a \sim \rho^2$), к режиму, связанному с асимметричным (skew scattering) рассеянием носителей заряда ($T > T_c$, $\rho_H^a \sim \rho$). Замещение марганца железом не меняет режим асимметричного рассеяния носителей заряда, который доминирует в парамагнитной фазе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($T > T_c(x)$, $\rho_H^a \sim \rho$). Инверсия знака коэффициента Холла R_H , обнаруженная в окрестности «скрытой» квантовой критической точки ($x \sim x^*$), указывает на переход к режиму дырочной проводимости в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ и позволяет связать квантовую критичность при $x \sim x^*$ с эффектами фрустрации, определяемыми различием амплитуд и знаков обменных интегралов в двух координационных сферах ионов Mn .

Введение

Конкуренция взаимодействий различной природы (ферромагнитного обмена, взаимодействия Дзялошинского-Мории и спин-орбитального расщепления) приводит к формированию экзотической спиновой структуры – решетки скирмионов – в спиральном магнетике $MnSi$ без центра инверсии ($T_c \sim 29.1$ К) [1]. Разница фаз Берри, возникающая при движении электронов с различным направлением спина в скирмионной решетке, проявляется в топологическом эффекте Холла, амплитуда которого зависит от степени спиновой поляризации зоны проводимости, нормального коэффициента Холла и эффективного магнитного поля скирмиона [2]. Однако неоднозначное разделение нормального и аномального вкладов в эффект Холла не позволяет получить достоверную информацию о параметрах электронной структуры и механизмах рассеяния носителей заряда в спин-поляризованной и парамагнитной фазах $MnSi$ и $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [3,4]. С другой стороны, до настоящего времени отсутствует ответ на вопрос о природе «скрытой» квантовой критической точки в $Mn_{1-x}Fe_xSi$, связанной с подавлением спиральной фазы с дальним магнитным порядком при промежуточных концентрациях железа $x^* \sim 0.11-0.12$ [5-7].

Результаты и обсуждение

В работе выполнено комплексное исследование гальваномагнитных и магнитных свойств монокристаллических образцов твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x < 0.3$) в интервале температур 2-300 К в магнитных полях до 5 Тл. Предложена методика совместного анализа холловского сопротивления $\rho_H(T, B_0)$, магнитосопротивления $\rho(T, B_0)$ и намагниченности $M(T, B_0)$, которая позволяет разделить нормальный ($R_H B$) и аномальный (ρ_H^a) вклады в эффект Холла в этих спиральных магнетиках. Для $MnSi$ обнаружен переход от аномального эффекта Холла, определяемого изменением фазы Берри ($T < T_c$, $\rho_H^a = \mu_0 S_2 \rho^2 M$, $S_2 = \text{const}$), к режиму, связанному с асимметричным рассеянием (skew scattering) носителей заряда ($T > T_c$, $\rho_H^a = \mu_0 S_1 \rho M$, $S_1 = \text{const}$) (рис.1) [8]. Смена режимов аномального эффекта Холла сопровождается заметным уменьшением концентрации носителей заряда (от $n/n_{Mn}(T < T_c) \approx 1.5$ до $n/n_{Mn}(T > T_c) \approx 0.94$, $n_{Mn} \approx 4.2 \cdot 10^{22}$ см⁻³), оцененной из коэффициента Холла R_H (рис.1). При этом увеличение магнитного поля выше 2 Тл в парамагнитной фазе $MnSi$ ($T > T_c$) приводит к подавлению амплитуды спиновых флуктуаций и, как следствие, к восстановлению асимптоти-

ки $\rho_H^a \sim \rho^2$ в парамагнитной окрестности границы спин-поляризованной фазы MnSi [9].

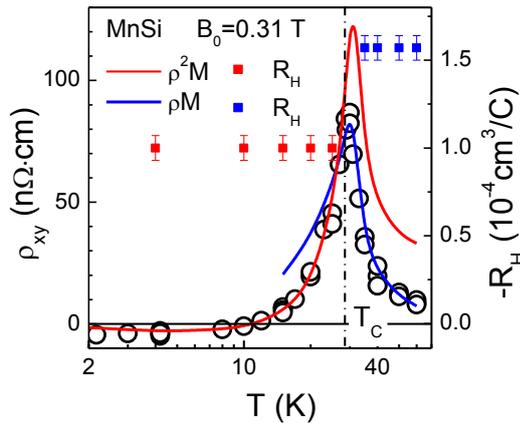


Рис. 1. Холловское сопротивление $\rho_H(T)$ и коэффициент Холла $R_H(T)$ в MnSi в магнитном поле $B_0=0.31$ Тл. Сплошные линии соответствуют различным режимам аномального эффекта Холла с параметрами, не зависящими от температуры: $S_2=9,6 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}\text{Тл}^{-1}$, $R_H=-10^{-4} \text{ см}^3\text{Кл}^{-1}$ ($T < T_C$) и $S_1=3,0 \cdot 10^2 \text{ Тл}^{-1}$, $R_H=-1,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3\text{Кл}^{-1}$ ($T > T_C$)

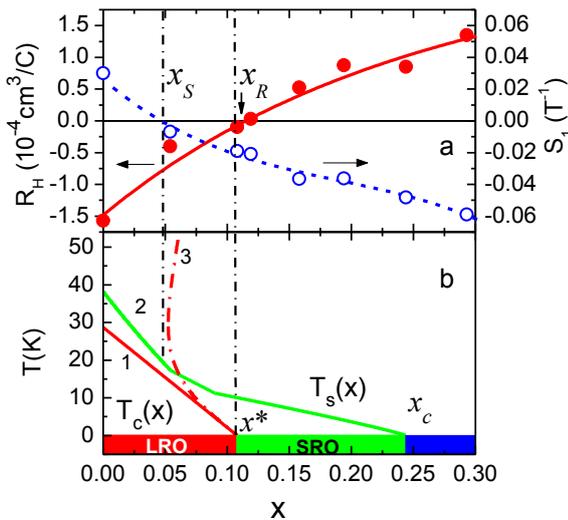


Рис. 2. (а) Коэффициент Холла R_H и постоянная аномального эффекта Холла S_1 (см. текст) в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. (б) Магнитная фазовая диаграмма $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Линии соответствуют границам областей с дальним $T_C(x)$ (1) и ближним $T_S(x)$ (2) магнитным упорядочением, а также переходу от классических к квантовым флуктуациям (3) [7]. Квантовые фазовые переходы при x^* и x_c отвечают значениям $T_C(x^*)=0 \text{ К}$ и $T_S(x_c)=0 \text{ К}$ [7]

В парамагнитной фазе твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ также доминирует анизотропное рассеяние носителей заряда, определяющее линей-

ную связь между аномальным эффектом Холла и удельным сопротивлением ($\rho_H^a \sim \rho$) [10]. Замещение марганца железом приводит к инверсии знака нормального эффекта Холла, наблюдаемой в окрестности «скрытой» квантовой критической точки ($x_R \sim x^*$) и связываемой с изменением эффективных параметров (концентраций и времен релаксации) электронов и дырок [10]. Показано, что заполнение дырочных участков поверхности Ферми с ростом концентрации железа в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ является основным фактором, определяющим амплитуду РККИ обменного взаимодействия между локализованными магнитными моментами [10]. Предложенный подход позволяет связать возникновение «скрытой» квантовой критической точки ($x^* \sim 0.12$) с эффектами фрустрации, определяемыми различием амплитуд и знаков обменных интегралов в первой и второй координационных сферах ионов Mn [10].

Работа поддержана Программами Президиума РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависящие электронные эффекты и спиновые технологии» и ОФН РАН «Электронные корреляции в системах с сильным электронным взаимодействием».

Литература

1. S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, *et al.* // Science, V. 323, 915 (2009).
2. R. Ritz, M. Halder, M. Wagner, *et al.* // Nature, V. 497, 231 (2013).
3. A. Neubauer, C. Pfleiderer, R. Ritz, *et al.* // Physica B, V. 404, 3163 (2009).
4. C. Franz, F. Freimuth, A. Bauer, *et al.* // Physical Review Letters, V. 112, 186601 (2014).
5. A. Bauer, A. Neubauer, C. Franz, *et al.* // Physical Review B, V. 82, 064404 (2010).
6. S. Grigoriev, E. V. Moskvina, V. A. Dyadkin, *et al.* // Physical Review B, V. 83, 224411 (2011).
7. S. V. Demishev, I. I. Lobanova, V. V. Glushkov, *et al.* // JETP Letters, V. 98, 829 (2013).
8. V. V. Glushkov, I. I. Lobanova, V. Yu. Ivanov, S. V. Demishev // JETP Letters, V. 101, 512 (2015).
9. S. V. Demishev, V. V. Glushkov, I. I. Lobanova, *et al.* // Physical Review B, V. 85, 045131 (2012).
10. V. V. Glushkov, I. I. Lobanova, V. Yu. Ivanov, *et al.* // Physical Review Letters, V. 115, 256601 (2015).

Ферромагнитный резонанс в системе взаимодействующих магнитных микрочастиц

Р.В. Горев*, Е.В. Скороходов, В.Л. Миронов

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

*gorevr@ipm.sci-nnov.ru

Представлены результаты микромагнитного моделирования ферромагнитного резонанса (ФМР) в системе двух прямоугольных частиц, расположенных под углом 90° друг к другу. Обсуждается влияние магнитостатического и обменного взаимодействия между частицами на спектр и модовый состав вынужденных колебаний намагниченности в таких системах.

В настоящей работе методами микромагнитного моделирования исследовались спектры и модовый состав колебаний намагниченности в системе, состоящей из двух частиц, расположенных под углом 90° друг к другу (рис. 1). Рассматривались отдельные частицы (система I, рис. 1а), взаимодействующие посредством полей рассеяния, и соединенные частицы (система II, рис. 1б) с обменным межчастичным взаимодействием. Такие системы имеют два стабильных состояния, соответствующие конфигурациям «голова-к-голове» («г-г») и «голова-к-хвосту» («г-х»). Переходы системы из одного состояния в другое осуществляются достаточно просто под действием импульса внешнего магнитного поля.

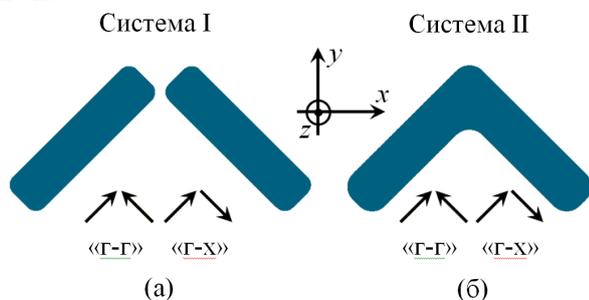


Рис. 1. Системы микрочастиц и возможные конфигурации магнитных моментов. (а) – система частиц с магнитостатическим взаимодействием. (б) – система частиц с обменным взаимодействием

Микромагнитное моделирование проводилось с помощью пакета OOMMF [1] для частиц пермаллоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (намагниченность насыщения 8×10^6 А/м, обменная константа 8.4×10^{-12} Дж/м, константа диссипации 0.01) с характерными размерами $2000 \times 500 \times 30$ нм. Зазор между краями частиц системы I составлял 100 нм. Расчет спектров ФМР проводился по следующему алгоритму: сначала система приводилась в состояние равновесия, после чего к ней при-

кладывалось переменное поле и регистрировалась амплитуда установившихся колебаний, пропорциональная поглощенной мощности СВЧ-излучения. Такая процедура проводилась в диапазоне частот от 0 до 14 ГГц с шагом 0.1 ГГц. За счет взаимодействия спектр таких систем расщепляется, в результате чего однородной прецессии соответствуют две моды колебаний (квазиоптическая и квазиакустическая). Каждую из них в отдельности можно возбудить, если прикладывать переменное поле по осям x и y (направление осей см. на рис. 1).

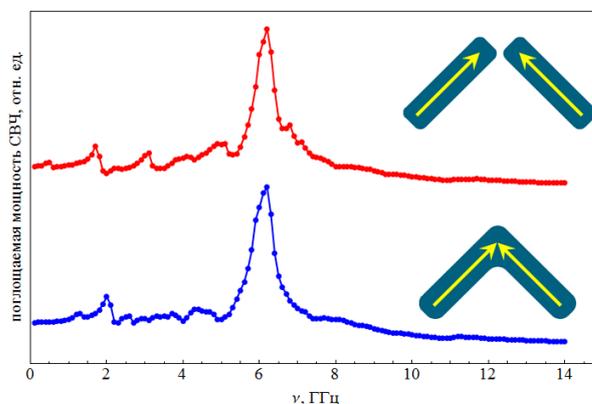


Рис. 2. Спектры ФМР систем I и II в конфигурации «г-г». Высокочастотное поле направлено по оси y . Спектры сдвинуты по вертикальной оси

В качестве примера для сравнения на рис. 2 приведены ФМР-спектры системы I и системы II в конфигурации «г-г». Видно, что в этих системах положение основного пика, связанного с квазиоднородной прецессией, практически одно и то же. Наблюдаемые небольшие различия связаны с изменением низкочастотных спин-волновых резонансов и краевых мод. Как показали расчеты, изменение положения основного пика поглощения при

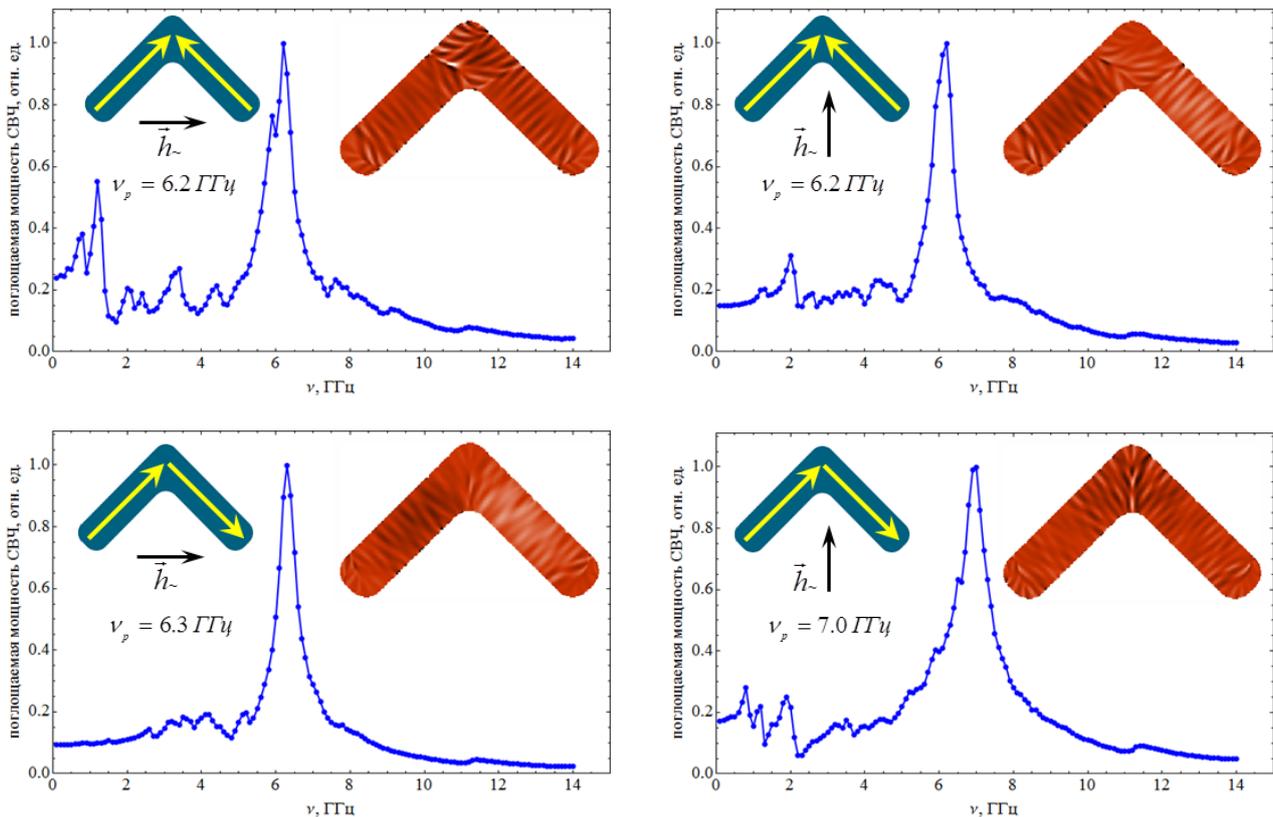


Рис. 3. ФМР-спектры системы обменно-взаимодействующих частиц в различных магнитных состояниях. На вставках показаны конфигурации магнитных моментов и пространственные распределения амплитуды резонансных колебаний, соответствующие основному пику спектра пары обменно-взаимодействующих частиц для различных магнитных состояний

изменении конфигурации магнитных моментов в системе I составляет по порядку величины 0.2 ГГц при возбуждении по оси x и 0.1 ГГц при возбуждении по оси y . В то же время для системы с обменным взаимодействием величина расщепления между квазиакустической и квазиоптической модами колебаний значительно больше. На рис. 3 приведены ФМР-спектры и соответствующие моды колебаний системы II с различными конфигурациями намагниченности.

Из рис. 3 видно, что тип моды колебаний в системе II зависит от конфигурации намагниченности и от направления возбуждающего переменного поля \vec{h}_ω . Величина расщепления между квазиакустической и квазиоптической модами колебаний составляет 0.1 ГГц при приложении поля по оси x и 0.8 ГГц при приложении поля по оси y .

В перспективе такие системы могут быть использованы для реализации перестраиваемых фильтров гигагерцевого диапазона в устройствах СВЧ-нанoeлектроники.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 15-02-04462).

Литература

1. Donahue M.J., Porter D.G., Interagency Report No. NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (<http://math.nist.gov/oommf/>).
2. Горев Р.В., Миронов В.Л., Скороходов Е.В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 3, с. 1-4 (2016).

Влияние ионного облучения на структуру и свойства пленок на основе Co

С.А. Гусев¹, С.Н. Вдовичев¹, Н.С. Гусев¹, М.Н. Дроздов¹, О.Л. Ермолаева¹, Ю.В. Петров², М.В. Сапожников¹, Д.А. Татарский

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург.

*gusev@ipmras.ru

Экспериментально изучено влияние ионного облучения с малыми дозами на структурные и магнитные характеристики тонкопленочных структур. Общая толщина одиночных пленок CoFe и многослойных структур Co/Pt составляла 10 – 30 нм, для облучения использовались пучки ионов He⁺ и Ga⁺ с энергией 30 кэВ. Для диагностики магнитных состояний использовались методы магнитооптической магнитометрии и магнитосиловой микроскопии, структурные превращения исследованы методами аналитической электронной микроскопии и ВИМС. Показана возможность тонкой подгонки магнитных параметров тонкопленочных структур и сформированы упорядоченные решетки неоднородных распределений намагниченности с латеральными размерами ~ 50 нм.

Введение

Структурные параметры тонких ферромагнитных (ФМ) пленок (состав, толщина, кристаллическое совершенство...) являются основными факторами, определяющими их магнитные характеристики. Если состав и толщина формируемых металлических структур обычно фиксируется заранее и хорошо контролируется при напылении, то получение пленок с требуемой микрокристаллической структурой представляет собой более сложную задачу, поскольку эта характеристика зависит от выбора и согласования между собой нескольких технологических параметров. В частности, при магнетронном напылении это состав и давление рабочего газа, скорость осаждения, материал, температура и качество поверхности подложки и т.п. Ионное облучение полученных структур дает дополнительную степень технологической свободы для управления кристаллографическими параметрами пленок и, соответственно, их свойствами. В данной работе продемонстрированы некоторые экспериментальные возможности по управлению структурными характеристиками и магнитными состояниями наноструктур на основе Co с помощью облучения их ионами разного типа.

Методика эксперимента и результаты

В ходе наших работ изучались два типа образцов: одиночные «мягкие» магнитные пленки Co₄₀Fe₆₀ толщиной от 10 до 30 нм (с подслоем 1 нм пермал-

ля); многослойные пленки Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией.

Облучение пленок CoFe выполнялось ионами Ga⁺ (энергией 30 кэВ) с использованием двухлучевого микроскопа NEON 40 (Carl Zeiss). В этих экспериментах дозы облучения имели величину значительно меньшую, чем используются при ионном распылении материалов (от 10¹² до 10¹⁵ ионов/см²). Изменения структурно-фазового состава CoFe, которые изучались с помощью просвечивающего электронного микроскопа LIBRA 200MC, сопровождаются

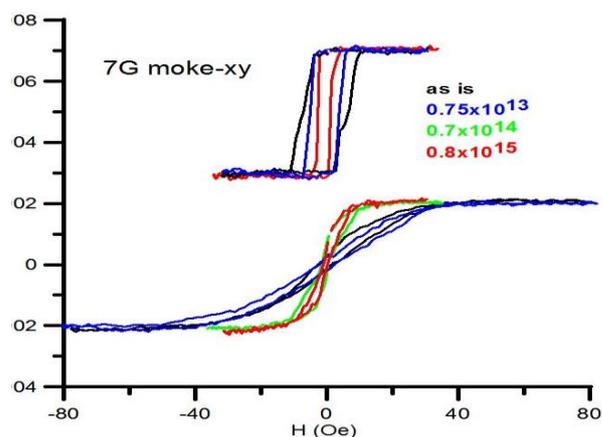


Рис. 1. Магнитооптические петли гистерезиса, полученные от пленки Co₄₀Fe₆₀ (20 нм) при различных дозах облучения ионами Ga⁺ (для двух перпендикулярных друг другу направлений в плоскости пленки)

значительным увеличением размеров кристаллических зерен пленки и приводят к изменению её магнитных характеристик (рис.1). Уменьшение коэр-

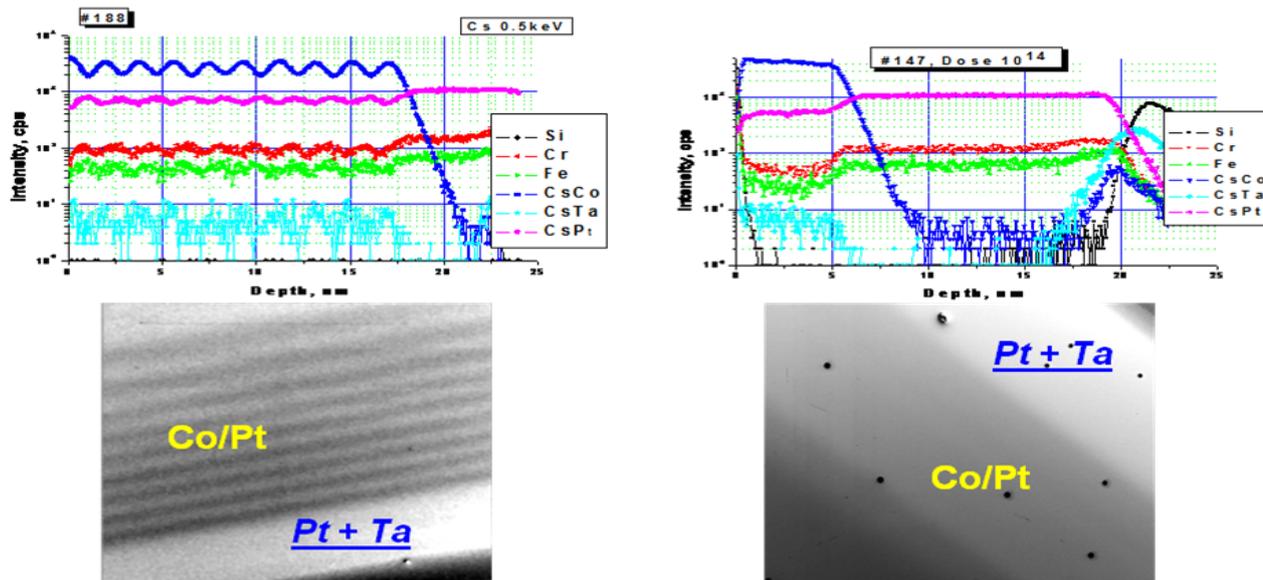


Рис. 2. Левая колонка - распределение элементов (ВИМС) и РЭМ-микрофотография во вторичных электронах боковой стенки кратера травления для структуры Co/Pt до облучения. Правая – данные для облученной структуры ($\sim 10^{14}$ ионов/см²)

цитивности с ростом размеров кристаллитов при увеличении дозы облучения нельзя объяснить в рамках модели слабой случайной анизотропии [1] в поликристаллических пленках, также полученные количественные данные не согласуются с экспериментальными результатами работы [2], что требует дальнейших исследований. Следует также отметить, что исходная пленка обладала анизотропией магнитных свойств в плоскости (рис. 1), которая уменьшилась при дозах облучения больше 10^{13} ионов/см². Этот результат может быть связан с тем, что при перекристаллизации материала под действием ионов изменилась степень его текстурированности, уменьшилась анизотропность ориентаций кристаллических блоков в плоскости пленки. Таким образом, технология ионного облучения может быть использована для корректировки магнитных характеристик пленок, и, т.к. длина пробега ионов зависит от их энергии (для 30 кэВ Ga⁺ в CoFe она не превышает 30 нм), то, уменьшая энергию ионов, можно точно задавать и толщину ионной «обработки».

Второй тип образцов – многослойные пленки Co/Pt с толщиной слоев от ~ 0.5 до ~ 1 нм – облучались более легкими ионами He⁺ той же энергии. При таком облучении происходит перемешивание материала слоев, которое в зависимости от дозы облучения (варьировалась от $\sim 10^{14}$ до 10^{16} ионов/см²) может вызывать как уменьшение перпендикулярной магнитной анизотропии и коэрцитивности структур, так и смену типа анизотропии на легкую плоскость при больших дозах. Перемешивание ма-

териалов было зарегистрировано с помощью анализа элементного состава структур методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5 с времяпролетным масс-анализатором. На рис. 2 приведены профили концентрации элементов Si, Co, Pt и Ta в различных структурах до и после ионной обработки, а также изображение боковой стенки кратера, образованного в ходе ВИМС-анализа, полученное в сканирующем электронном микроскопе. По сути, боковая стенка представляет собой косой шлиф структуры с углом клина менее 0.1° , на котором во вторичных электронах хорошо виден материальный контраст между слоями структуры. Наиболее интересные изменения магнитных свойств у этих структур были зафиксированы при облучении их остро сфокусированными пучками He⁺ (диаметр ~ 1 нм) с использованием ионного гелиевого микроскопа Orion (Carl Zeiss) и системы литографии Nanomaker (подробности см. в докладе М. Сапожникова в этом же сборнике). В ходе этих экспериментов были получены решетки наноструктур с локально модифицированными магнитными свойствами. Минимальный размер модифицированных зон составлял ~ 50 нм (здесь нас ограничивала разрешающая способность МСМ-измерений), но по оценкам (моделирование с помощью пакета программ TRIM) для таких He⁺-пучков можно формировать структуры с пространственным разрешением менее 10 нм, что является весьма перспективным для создания систем сверхплотной магнитной записи.

Работа поддержана грантами РФФИ. В работе использовано оборудование Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ и ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" (ИФМ РАН).

Литература

1. G. Herzer // IEEE Trans. Magn. V. 26, 1397.
2. M. Vopsaroiu, M. Georgieva, P.J. Grundy // *et al.*, J. Appl. Phys. V. 97, 10N303.

Формирование однофазных ферромагнитных полупроводников (III,Mn)V импульсным лазерным отжигом

Ю.А. Данилов^{1,*}, О.В. Вихрова², А.В. Здоровейцев², А.В. Кудрин^{1,2},
В.П. Лесников², А.В. Нежданов¹, С.А. Павлов³, А.Е. Парафин^{1,3},
Е.А. Питиримова¹, С.М.Планкина¹, Р.Р. Якубов¹

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

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

*danilov@nifti.unn.ru

Показано, что слои (Ga,Mn)As, сформированные методом имплантации ионов Mn⁺ в GaAs и последующего отжига импульсом эксимерного лазера с плотностью энергии 200-300 мДж/см², обладают свойствами полупроводника *p*-типа и ферромагнитными свойствами. Имеется пороговая доза ионов (~10¹⁵ см⁻²) для активации Mn-акцепторов. С дальнейшим повышением дозы растут слоевая концентрация дырок и температура Кюри. Петли гистерезиса в магнитопольных зависимостях эффекта Холла, отрицательное магнетосопротивление, магнитные и структурные исследования свидетельствуют о том, что слои являются аналогами однофазных соединений (Ga,Mn)As, сформированных МЛЭ.

До последнего времени методика низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (НТ-МЛЭ) оставалась предпочтительной для выращивания слоев ферромагнитных полупроводников (ФМП), т.е. материалов, обладающих наряду с полупроводниковыми еще и ферромагнитными свойствами. Это достигается сильным легированием обычных полупроводников примесями переходных элементов. Классическим примером ферромагнитного полупроводника считается Ga_{1-x}Mn_xAs ($x \approx 0.05$), имеющий температуру Кюри $T_C \approx 110$ К. Использование метода ионной имплантации, более применимого к массовому производству электронных приборов, для формирования ФМП поначалу встретило трудности, связанные с необходимостью отжига радиационных дефектов, образующихся при высокодозной имплантации ионов Mn⁺. Применение быстрого термического отжига требует температур не менее 600-700°C для отжига дефектов и электрической активации имплантированного марганца. Побочным эффектом такой термообработки является выход атомов Mn из твердого раствора и формирование ферромагнитных кластеров типа MnAs и GaMn [1], т.е. нарушение однофазности слоев. Методика наносекундного импульсного лазерного отжига (ИЛО) перспективна для восстановления кристаллической структуры и активации примеси в сильнолегированных ионно-облученных

полупроводниках [2]. Формирование ФМП было продемонстрировано при ИЛО полупроводников, облученных ионами переходных элементов (в первую очередь, для Mn в GaAs) [3].

Методика эксперимента

В качестве исходных использовали пластины *i*-GaAs(100), облученные ионами Mn⁺ с энергией 50–200 кэВ и дозами (D_{Mn}) в диапазоне $1 \cdot 10^{13}$ – $5 \cdot 10^{16}$ см⁻². Импульсный лазерный отжиг выполнен в ИФМ РАН с помощью эксимерного лазера LPX-200 (используется KrF) с длиной волны излучения 248 нм, длительностью импульса ≈ 30 нс, плотностью энергии в импульсе до 500 мДж/см².

Результаты и обсуждение

Установлено, что при отжиге ионно-имплантированных образцов GaAs:Mn одним импульсом с энергией 200–300 мДж/см² имеется пороговая D_{Mn} ($\approx 1 \cdot 10^{15}$ см⁻²) для возникновения дырочной проводимости. С увеличением дозы ионов Mn⁺ слоевая концентрация дырок (p_s) монотонно растет от $2.5 \cdot 10^{13}$ см⁻² ($D_{Mn} = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻²) до $7.5 \cdot 10^{15}$ см⁻² ($D_{Mn} = 5 \cdot 10^{16}$ см⁻²). Подвижность дырок составляет для всех образцов 4–6 см²/В·с. Зависимость слоевого сопротивления (R_s) от температуры измерений (рис. 1) содержит в низкотемпературной об-

ласти характерный максимум, который обычно [4] связывают с увеличением рассеяния носителей вблизи T_C . На вставке к рис. 1 приведены зависимости слоевой концентрации дырок и температуры Кюри от дозы ионов Mn^{+} . Прослеживается общая корреляция между концентрацией свободных носителей (дырок) и T_C , что характерно для механизма обменного взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосиды.

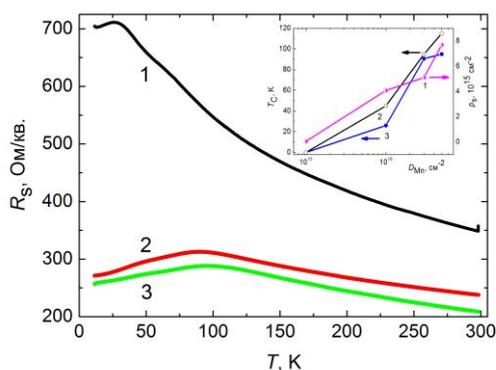


Рисунок 1. Зависимости R_s от температуры измерений для различных D_{Mn} , cm^{-2} : 1 – $1 \cdot 10^{16}$, 2 – $3 \cdot 10^{16}$, 3 – $5 \cdot 10^{16}$. На вставке приведены зависимости слоевой концентрации дырок (1) и температуры Кюри (2 и 3) от D_{Mn} . Кривая 3 соответствует положению максимума на рис. 1, а кривая 2 – исчезновению петли гистерезиса на магнитопольных зависимостях эффекта Холла

Слои, облученные с $D_{Mn} \geq 1 \cdot 10^{16} cm^{-2}$ и отожженные одним импульсом лазера, обнаруживают ферромагнитные свойства: аномальный эффект Холла с петлей гистерезиса (рис. 2) и отрицательное магнетосопротивление при T ниже температуры Кюри.

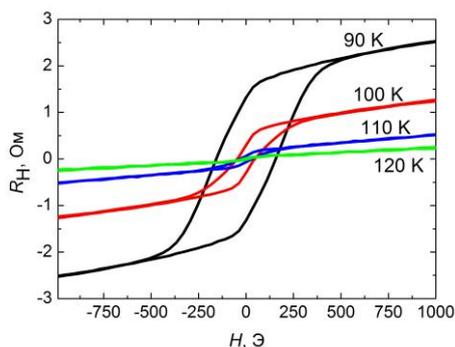


Рисунок 2. Магнитопольные зависимости сопротивления Холла при различных температурах измерения для образца, полученного имплантацией ионов Mn^{+} с энергией 200 кэВ и дозой $5 \cdot 10^{16} cm^{-2}$ и ИЛО. Магнитное поле направлено по нормали к поверхности

Петля гистерезиса на магнитопольной зависимости холловского сопротивления (поле приложено перпендикулярно поверхности) свидетельствует о возможной ориентации оси легкого намагничивания по нормали к плоскости структур. Магнетосопротивление образцов после имплантации ионов Mn^{+} с дозой выше $1 \cdot 10^{15} cm^{-2}$ и ИЛО – отрицательное, причем при полях ниже коэрцитивного наблюдается положительный участок, связанный с анизотропным магнетосопротивлением. Измерение намагниченности при комнатной температуре с помощью магнитометра с переменным градиентом поля, имеющего чувствительность порядка $10^{-7} emu$, показало отсутствие магнитного момента. В то же самое время образцы, имплантированные с такой же дозой Mn^{+} и отожженные термически ($800^\circ C$, 10 с), показали сильный ферромагнитный сигнал, обусловленный образованием кластеров типа $MnAs$ (для $MnAs$ значение $T_C = 314 K$ [1]).

Суммируя результаты исследований кристаллической структуры (атомно-силовая микроскопия, электронография на отражение, комбинационное рассеяние света) и гальваномагнитных свойств, можно утверждать, что $(Ga,Mn)As$, полученный имплантацией высокой дозы ионов Mn^{+} в $GaAs$ и импульсным лазерным отжигом с энергией $200\text{--}300 mJ/cm^2$, является аналогом однофазного ФМП $(Ga,Mn)As$, полученного методом НТ-МЛЭ.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты 8.1054.2014/К и 3.285.2014/К, 3423) Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (гранты 15-02-07824_a, 15-38-20642mol_a_ved и 16-07-01102_a).

Литература

1. O.D.D. Couto, M.J.S.P. Brasil, F. Iikawa, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 86, 071906 (2005).
2. А.В. Двуреченский, Г.А. Качурин, Е.В. Нидаев, Л.С. Смирнов. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. М.: Наука, 1982.
3. S. Zhou // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 48, 263001 (2015).
4. Э.Л. Нагаев. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979.

Кремниевый высокотемпературный алмазоподобный ферромагнетик с самоорганизованным сверхрешёточным распределением примеси марганца

Е.С. Демидов^{1*}, В.В. Подольский², В.П. Лесников², В.В. Карзанов¹,
А.А. Тронов¹, Л.И. Бударин¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (ННГУ), просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ.

*demidov@phys.unn.ru

Представлены новые данные исследования свойств полученных лазерным методом слоёв разбавленного магнитного полупроводника (РМП) – кремниевого высокотемпературного алмазоподобного ферромагнетика с самоорганизованным сверхрешёточным распределением примеси марганца. Ферромагнетизм слоев контролировался спектроскопией ферромагнитного резонанса (ФМР) и магнетотранспортными измерениями. Показана возможность роста слоёв этого РМП на монокристаллических подложках GaAs, Si и на Ge с высокой электрической и магнитной активностью марганца, которая может быть увеличена термическими обработками. Химическая стойкость РМП зависит от блочной структуры слоёв.

Введение

Сочетание магнетизма и полупроводниковых свойств в разбавленных магнитных полупроводниках (РМП) увеличивает функциональные возможности спинтроники. Достижения лазерного синтеза тонких слоев на 30-110 нм РМП GaSb:Mn и InSb:Mn с температурой Кюри T_c выше 500 К и Ge:Mn, Si:Mn, Si:Fe с T_c до 400, 500, 250 К соответственно были продемонстрированы ранее [1]. Вариант РМП на основе кремния особенно привлекателен в связи с совместимостью наиболее распространённой кремниевой микроэлектроникой. Недавно [2,3] кристаллическая структура Si:Mn была исследована высокоразрешающей электронной микроскопией (HRTEM) и локальной электронной дифракции (LAED) в направлениях $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$. В [2,3] установлено, что РМП Si:Mn/GaAs(100) представляет собой ранее неизвестное соединение переменного состава $Si_{3-x}Mn_x$ ($0 < x < 1$) с однофазной алмазоподобной структурой, высоким кристаллическим совершенством и самоорганизованным формированием сверхрешёточной структуры 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. Слои Si:15%Mn (или $Si_{2.5}Mn_{0.5}$) состоят из 4-х типов блоков с размерами 15-50 нм со взаимно перпендикулярными ориентациями сверхрешёточных модуляций. Атомы марганца в

легированных этой примесью слоях (110) располагаются в виде одноатомных полосок, которые чередуются с кремниевыми одноатомными полосками. В работе [4] были представлены данные исследования свойств слоёв толщиной до 300 нм DMS Si:Mn, полученных лазерным методом при температурах $T_g = 200-400^\circ\text{C}$ на монокристаллических подложках GaAs, Si и впервые на Ge. В настоящей работе приводятся новые данные численного моделирования ферромагнитного резонанса (ФМР), изучения влияния химических обработок в кислых и основных средах, а также термических окислительных отжигов на магнитные и транспортные свойства DMS Si:Mn.

Методика эксперимента и метод расчёта спектров ФМР

Как и ранее, применялась технология импульсного осаждения из лазерной плазмы слоёв Si:Mn на монокристаллических подложках GaAs, Si, Ge, описанная в [1, 2]. Термические отжиги проводились в вакууме или на воздухе. Химические обработки проводились в кислотах HF, HCl, HNO₃ и щелочах. Измерения ФМР на ЭПР-спектрометре Bruker EMX в X-диапазоне, намагниченности и магнетотранспортных свойств проводились при температурах 77-300K в полях до 1.5 Тл.

Численное моделирование ФМР производилось на основе уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта как для слоистых структур. Отличие состоит в более

сложном вкладе обменного взаимодействия каждого блока с тремя другими типами блоков.

Рез

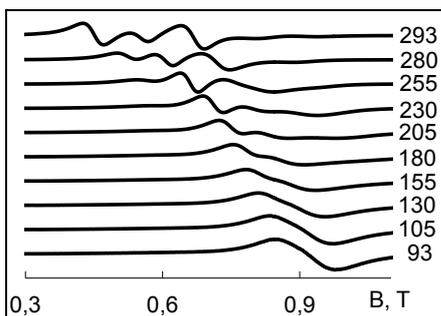


Рис. 1. Спектры ФМР 50 нм слоя РМП Si:15%Mn на GaAs(100) при нормальной ориентации поля и различных температурах, показанных в градусах Кельвина справа

Сложная структура спектров слоёв Si:Mn/GaAs на рисунке 1 в согласии с данными HRTEM и LAED вызвана присутствием 4 типов блоков с различной ориентацией модуляций сверхрешётки с обменным взаимодействием между ними. При 293 К проявляются вклады от всех 4 типов блоков с различной ориентацией магнитной анизотропии. С понижением температуры усиление обменного взаимодействия между блоками до 0.3 мДж/м^2 в соответствии с моделированием приводит к слиянию пиков ФМР в одиночную линию спектра.

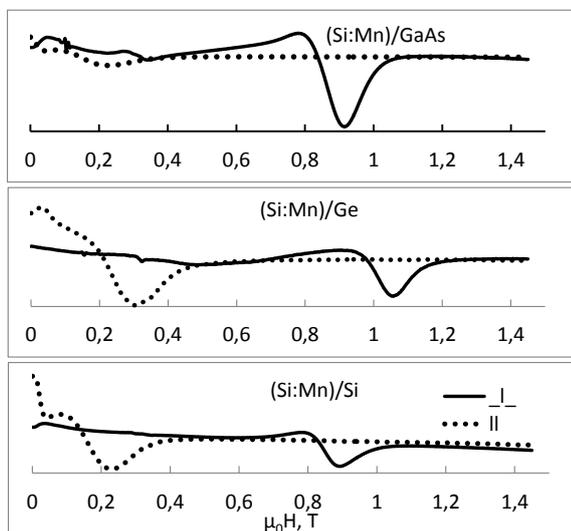


Рис. 2. Спектры ФМР 300 нм слоёв РМП Si:15%Mn на подложках GaAs, Ge и Si с ориентацией (100) при 293 К и двух ориентациях магнитного поля

Рисунок 2 демонстрирует возможность лазерного синтеза слоёв РМП Si:Mn толщиной до 300 нм на трёх типах монокристаллических подложек GaAs, Ge и Si с почти полной магнитной активностью Mn и усиленным обменным взаимодействием, приво-

дящим в отличие от варианта на рисунке 1 к слиянию линий спектра от разных блоков в одиночную линию. Эти данные показывают, что примесь атомов подложки не существенна в формировании ферромагнетизма слоя РМП.

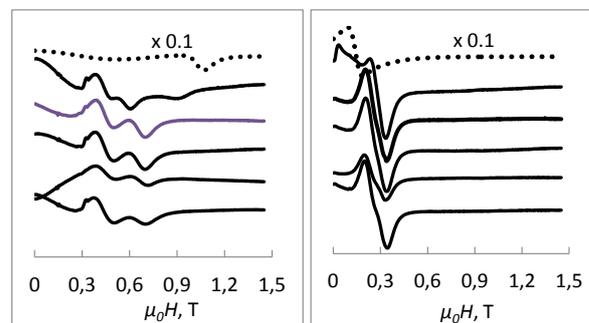


Рис. 3. Изменение спектров ФМР 300 нм слоёв РМП Si:Mn/Ge при перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля (слева) и при параллельной (справа) в результате термических отжигов: 1-й, нижний ряд – исходный слой, 2 – отжиг в вакууме 300°C , 3-6 – на воздухе, соответственно при 200, 300, 400 и 500°C

Рисунок 3 на примере варианта Si:Mn/Ge показывает, что термическими отжигами можно усилить намагниченность РМП и обменное взаимодействие между блоками с различной магнитной анизотропией. Усиление магнитной и электрической активности проявляется и в магнито-транспортных измерениях.

Изучение влияния химических обработок в кислых и основных средах показало существенные отличия в свойствах РМП Si:Mn и нелегированного монокристаллического кремния. Этот РМП менее устойчив к кислотам и щелочам. Вероятно, растравливание происходит по границам между блоками. При этом теряется угловая анизотропия формы, падает намагниченность, спектры ФМР переходят в спектры ЭПР, растёт удельное сопротивление слоёв.

Литература

1. Е. С. Демидов, В. В. Подольский, В. П. Лесников и др. // ЖЭТФ, т. 133, с. 1 (2008).
2. Е. С. Демидов, Е. Д. Павлова, А. И. Бобров // ПЖЭТФ, V. 96, с. 790 (2012).
3. Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников и др. // ПЖЭТФ, т. 100, с. 818 (2014).
4. Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников, В.В. Карзанов, А.А. Тронов / Труды XIX Международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника», 10–14 марта 2015 г., Нижний Новгород, ИФМ РАН, т. 1, с. 162.

Скирмионные решетки и магнитные вихри абрикосовского типа в А-фазе MnSi

С.В. Демишев*, И.И. Лобанова, В.В. Глушков, Н.Е. Случанко

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

* demis@it.gpi.ru

Исходя из данных магнитного рассеяния показано, что А-фаза MnSi является неоднородной и образована двумя типами скирмионных решеток, одна из которых оказывается магнитным аналогом абрикосовской решетки вихрей в сверхпроводнике II рода.

Магнитная фазовая диаграмма моносилицида марганца, MnSi, характеризуется наличием области в окрестности температуры Кюри T_C (так называемой А-фазы), в которой, по данным исследования рассеяния нейтронов [1,2] и аномального эффекта Холла [3], реализуется нетривиальная спиновая структура. В последнее время эту структуру принято интерпретировать как скирмионную решетку (SL), где под скирмионами чаще всего понимаются магнитные аналоги вихрей Абрикосова в сверхпроводниках второго рода [4]. Однако, как следует из анализа, выполненного Григорьевым с соавторами [2], для описания А-фазы в MnSi на самом деле используются две взаимно исключающие модели, первая из которых близка к исходной концепции магнитных вихрей абрикосовского типа. В этом случае скирмионы представляют собой индивидуальные квазичастицы, образующие гексагональную скирмионную решетку. В рамках данного подхода возможно плавление SL с образованием скирмионных кластеров и скирмионоподобных возбуждений в области $T > T_C$ [5]. Вторая концепция [1] соответствует магнитной структуре, стабилизированной гауссовскими флуктуациями и состоящей из трех спиновых текстур, волновые векторы которых образуют друг с другом углы 120° (triple- k , Trk-структура). В этом случае А-фаза также содержит топологически защищенные узлы векторного поля, которые можно рассматривать как скирмионы. Очевидно, что данный тип SL представляет собой сложную магнитную фазу, которая не может распаться на индивидуальные скирмионы. Существующие данные по рассеянию нейтронов не позволяют сделать однозначного выбора в пользу какой-либо из рассмотренных концепций. В данной работе мы реализовали подход к исследованию А-фазы, основанный на анализе данных магнитосо-

противления (MR). Ранее было показано, что у MnSi полевые и температурные зависимости магнитосопротивления полностью определяется магнитным рассеянием [6], что позволяет с его помощью эффективно исследовать различные магнитные состояния на фазовой диаграмме.

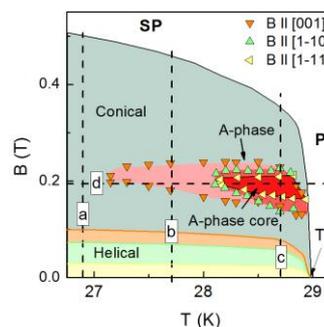


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма MnSi

Магнитная фазовая диаграмма, полученная нами из MR-измерений для случаев, когда магнитное поле B направлено вдоль основных кристаллографических направлений $[001]$, $[1-10]$ и $[1-11]$, представлена на рис. 1. В согласии с литературными данными [3] увеличение магнитного поля вначале приводит к переходу из спиральной (Helical, H) фазы в коническую (Conical, C) фазу, а затем в спинполяризованную (SP) фазу. Область $T > T_C$ соответствует парамагнитной (P) фазе; особенности перехода из P- в SP-фазу подробно рассмотрены в [6] и в настоящей работе не обсуждаются. Найденные B - T -границы для А-фазы хорошо коррелируют с опубликованными ранее [3]. Видно, что наиболее протяженная область существования А-фазы соответствует случаю $B || [001]$ и что внутри А-фазы существует область, являющаяся общей для всех трех кристаллографических направлений (ядро А-фазы, A-phase core).

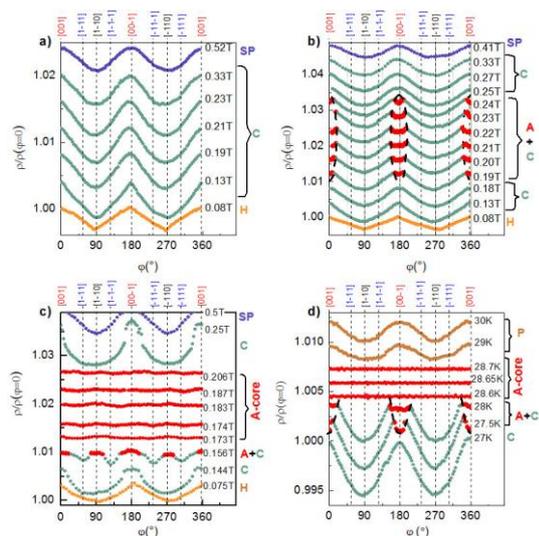


Рис. 2. Угловые зависимости MR вдоль сечений a-d на магнитной фазовой диаграмме

Были исследованы угловые зависимости магнитосопротивления $\rho(\varphi, B, T)$ вдоль различных сечений $T = \text{const}$ и $B = \text{const}$ магнитной фазовой диаграммы (рис. 1, пунктирные линии a-d). Для сечения, не проходящего через А-фазу, наиболее сильному магнитному рассеянию во всех магнитных фазах (H, C и SP) соответствуют направления [001] и [00-1] (рис. 2,a). Данная закономерность сохраняется во всем диапазоне B - T -параметров за исключением А-фазы (рис. 2,b-d). Как видно из рис. 2, в области ее существования на кривых $\rho(\varphi)$ возникают плоские участки $\rho(\varphi) = \text{const}$. При этом наблюдается качественное различие между собственно А-фазой и ядром А-фазы. Например, в окрестности направления [001] плоский участок существует лишь в узком диапазоне углов $\Delta\varphi < 20^\circ$ (рис. 2,b-d), а для ядра А-фазы соотношение $\rho(\varphi) = \text{const}$ выполняется для любого угла между магнитным полем и осями кристалла (рис. 2,c-d). Таким образом, данные рис. 2 позволяют предположить, что А-фаза является неоднородной и в ее ядре реализуется специфическое магнитное состояние. Для проверки этого предположения нами было выполнено сравнение температурных зависимостей удельного сопротивления в полях 0.194 Тл (сечение d на рис. 1) и 0.308 Тл для случая $B \parallel [001]$. Последнее из сечений $B = \text{const}$ проходит вне области А-фазы и может служить в качестве репера, позволяющего выявить особенности магнитного рассеяния вдоль линии d, проходящей как через А-фазу, так и через ее ядро (рис. 1). Найдено, что разность $\rho(0.194 \text{ Тл}) - \rho(0.308 \text{ Тл})$ имеет особенность не только при пере-

ходе из конической фазы в А-фазу, но и при переходе между А-фазой и ее ядром. Обнаруженная аномалия магнитного рассеяния доказывает существование нового магнитного перехода внутри А-фазы.

Для объяснения магнитной неоднородности А-фазы необходимо принять во внимание, что ее «внешние границы» зависят от ориентации магнитного поля, и, следовательно, для описания SL-состояния необходимо учитывать эффекты магнитной анизотропии. Данный случай, по-видимому, соответствует магнитной фазе, обладающей $T_{\text{ГК}}$ -структурой. В то же время, в ядре А-фазы единственным выделенным направлением оказывается направление внешнего магнитного поля, и связь с магнитной анизотропией кристалла утрачивается. На наш взгляд, такая ситуация возможна для SL, образованной индивидуальными квазичастицами - скирмионами, и ядро А-фазы можно рассматривать как магнитный аналог решетки вихрей Абрикосова в сверхпроводнике II рода. Поскольку абрикосовская решетка магнитных вихрей оказывается «вмонтированной» в другую скирмионную магнитную фазу, то наблюдать ее плавление практически невозможно, что позволяет естественным образом объяснить результаты экспериментов по дифракции нейтронов.

Работа поддержана грантом РФФИ 13-02-00160 и программами РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием».

Литература

1. S. Mühlbauer, *et al.* // Science, V. 323, 915 (2009).
2. S.V. Grigoriev, *et al.* // JETP Lett., V. 100, 216 (2014).
3. A. Neubauer, *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 102, 186602 (2009).
4. A.N. Bogdanov, D.A. Yablonskii // Sov. Phys. JETP, V. 68, 101 (1989).
5. C. Pappas, *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 102, 197202 (2009).
6. S.V. Demishev, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 85, 045131 (2012).

Нанонеоднородности в парамагнитной фазе моносилцида марганца и твердых растворов на его основе

С.В. Демишев^{1, 2, *}, И.И. Лобанова², В.В. Глушков^{1, 2}, В.Ю. Иванов¹, Т.В. Ищенко¹, А.Н. Самарин^{1, 2}, Н.Е. Случанко¹, С.В. Григорьев³

1 Институт общей физики РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

2 Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141700.

3 Петербургский институт ядерной физики, Санкт-Петербург, 188300.

*demis@it.gpi.ru

Экспериментально установлено, что намагниченность парамагнитной фазы твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ представляет собой сумму двух магнитных вкладов различной природы. Предложена модель, связывающая наблюдаемые эффекты с образованием спиновых поляронов и магнитным фазовым расслоением на нанометровой шкале.

Необычная T - x магнитная фазовая диаграмма твердых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ характеризуется наличием двух квантовых критических точек $x^* \sim 0.11$ и $x_c \sim 0.24$, причем переход между высокотемпературной парамагнитной фазой и фазой со спиральным магнитным порядком осуществляется через промежуточную магнитную фазу киральной спиновой жидкости (CSL) [1,2]. Более того, в интервале составов $x^* < x < x_c$ дальний магнитный порядок отсутствует и основной низкотемпературной фазой оказывается фаза CSL [1], которая представляет собой аналог голубой фазы в жидких кристаллах [3]. Целью настоящей работы является исследование магнитных свойств парамагнитной (PM) фазы в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$, которую до настоящего времени было принято рассматривать в качестве классического примера, подтверждающего спин-флуктуационную теорию зонного магнетизма Мори [4]. Анализ температурных ($T < 60$ К) и полевых ($B < 5$ Тл) зависимостей намагниченности $M(B, T)$ у твердых растворов $Mn_{1-x}Fe_xSi$ в области составов $x < 0.3$ показал, что намагниченность в PM-фазе демонстрирует скейлинговое поведение вида $B \partial M / \partial B - M = F(\xi)$, где переменная $\xi = \mu^* B / k_B(T - T_s)$ зависит от эффективного магнитного момента μ^* и от температуры PM-CSL-перехода $T_s(x)$, а $F(\xi)$ обозначает универсальную функцию для данного состава. Выполнение скейлинговых соотношений приводит к выводу о том, что намагниченность в парамагнитной фазе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ является суммой двух вкладов $M = M_1 + M_2$. Первый вклад M_1 насыщается по скейлинговой переменной ξ и характеризу-

ется намагниченностью насыщения M_0 , в то время как второй вклад линейно зависит от магнитного поля $M_2 \sim B$.

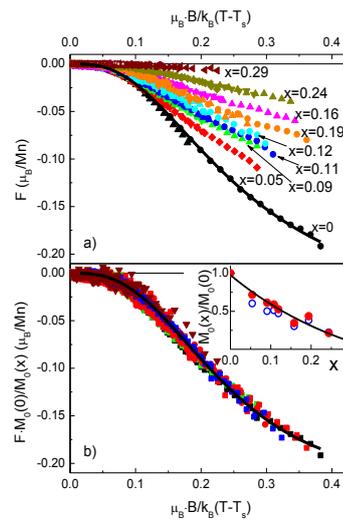


Рис. 1. Скейлинговая функция для образцов различного состава (a) и ее нормировка на намагниченность насыщения (b). Точки — эксперимент, сплошная линия — модельный расчет. На вставке показана концентрационная зависимость $M_0(x)$

Найдено, что насыщающийся вклад может быть хорошо описан аналитическим выражением $M_1 = M_0 \text{th}[\mu^* B / k_B(T - T_s)]$, которое позволяет получить оценку $\mu^* = (5.6 \pm 0.4) \mu_B$ и $M_0(0) = (0.21 \pm 0.03) \mu_B/\text{Mn}$ (соответствующая M_1 функция $F(\xi)$ для данных значений μ^* и $M_0(0)$ показана на рис. 1 сплошной линией).

Рассмотрены возможные интерпретации совокупности обнаруженных аномалий (два магнитных вклада, аномально большой эффективный магнитный момент $\mu^* \gg \mu_B$ в сочетании с малой величиной намагниченности насыщения $M_0 \ll \mu_B$ в расчете на магнитный ион марганца). Показано, что ни теория зонного магнетизма [4], ни кластерный подход не позволяют объяснить экспериментальные данные, а их адекватное описание возможно в рамках спин-поляронной модели [5], в которой спиновый полярон представляет собой квазисвязанное состояние зонного электрона и локализованного магнитного момента M_n . Найдено, что учет специфических взаимодействий для простой спиновой конфигурации ферримагнитного типа, характеризующей спиновый полярон (рис. 2), позволяет объяснить экспериментальные данные, причем наблюдаемые значения μ^* не связаны с большими локализованными магнитными моментами в объеме образца. В рамках развитого подхода два магнитных вклада соответствуют случаю, когда только часть ионов марганца участвует в образовании спиновых поляронов и в системе возникает магнитное фазовое расслоение на нанометровой шкале. При этом спин-поляронный вклад можно отождествить с насыщающимся по переменной ξ магнитным вкладом. Показано, что параметры μ^* и $M_0(0)$ выражаются через магнитный момент зонного электрона μ_e и локализованный магнитный момент иона марганца μ_{Mn} , а также зависят от угла θ_1 , описывающего спиновую конфигурацию (см. рис.2):

$$\mu^* = \mu_e / f(\theta_1),$$

$$M_0(0) = (\mu_{Mn}^2 / \mu_e) f(\theta_1) / Mn, \quad (1)$$

$$f(\theta_1) = \cos \theta_1 - \sqrt{(\mu_e / \mu_{Mn})^2 - \sin^2 \theta_1},$$

$$\sin \theta_2 = -(\mu_{Mn} / \mu_e) \sin \theta_1. \quad (2)$$

Если $\mu_e \approx \mu_B$, то для описания экспериментальных значений μ^* и $M_0(0)$ необходимо положить $\theta_1 \approx 55^\circ$ и $\mu_{Mn} \approx 1.1\mu_B$. Отметим, что найденное значение μ_{Mn} находится в хорошем согласии с результатами LDA-расчетов, согласно которым $\mu_{Mn} = 1.2\mu_B$ [6].

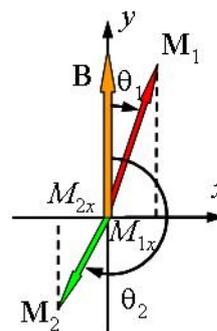


Рис. 2. Спиновая конфигурация в модели спинового полярона

Полученные данные показывают, что РМ-фазу у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ следует рассматривать как фазу, физические свойства которой определяются магнитными неоднородностями на нанометровом пространственном масштабе, и, в рамках аналогии между спиральными магнетиками и жидкими кристаллами [3], парамагнитную фазу в исследуемой системе можно сопоставить с фазой изотропной жидкости.

Работа поддержана грантом РФФИ 13-02-00160 и программами РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием».

Литература

1. S. V. Demishev, *et al.* // JETP Lett., V. 98, 829 (2013).
2. S. V. Grigoriev, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 83, 224411 (2011).
3. S. Tewari, *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 96, 047207 (2006).
4. T. Moriya, *Spin fluctuations in itinerant electron magnetism*, Springer-Verlag, 1985.
5. S. V. Demishev, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 85, 045131 (2012).
6. M. Corti, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 75, 115111 (2007).

Обменное смещение в структурах NiFe/IrMn/NiFe с различной толщиной слоя IrMn

И.О. Джунь^{1*}, Г.В. Бабайцев², Н.Г. Чеченин¹

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, дом 1, стр. 2, Москва, 119991.

² Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, дом 1, стр. 2, Москва, 119991.

*irina.dzhun@gmail.com

В данной работе представлены результаты исследований зависимости обменного смещения в трехслойных структурах NiFe/IrMn/NiFe от толщины разделяющего слоя IrMn методом ферромагнитного резонанса. При малых толщинах слоя IrMn обнаружена неколлинеарность одноосной и однонаправленной магнитных анизотропий. Кроме того, показано, что зависимость обменного смещения от толщины слоя IrMn имеет немонотонный характер.

Введение

Явление обменного смещения, возникающее в тонкопленочных системах, где ферромагнетик (Ф) находится в контакте с антиферромагнетиком (АФ), представляет интерес благодаря применению в устройствах магнитной сенсорики, принцип действия которых основан на эффекте гигантского магнитного сопротивления. Несмотря на широкое практическое применение явления обменного смещения в структурах спинтроники, некоторые особенности его проявления в различных видах структур остаются до сих пор не полностью исследованными. Фундаментальный интерес представляет изучение взаимной ориентации магнитных моментов Ф- и АФ-слоев на границе их раздела. Отдельно выделяют проявление обменного смещения в трехслойных структурах вида Ф/АФ/Ф, содержащих в себе одновременно две границы раздела Ф- и АФ-слоев [1, 2]. В данной работе представлены результаты исследований зависимости обменного смещения в таких структурах от толщины разделительного АФ-слоя.

Методика эксперимента

Методом магнетронного распыления в аргоне при давлении 3×10^{-3} Тор были получены образцы вида Si/Ta(30 нм)/Ni₄₀Fe₆₀(10 нм)/Ir₅₅Mn₄₅(t_{AF})/Ni₄₀Fe₆₀(10 нм)/Ta(30 нм), где $t_{AF} = 2-50$ нм. В процессе осаждения структур в плоскости подложки было приложено магнитное поле величиной 420 Э. Толщины слоев задавались временем осаждения. Скорости напыления были оценены из измерений толщин калибровочных образцов методом резерфордовско-

го обратного рассеяния. Процентное соотношение элементов в составах Ф- и АФ-слоев было получено методом энергодисперсионного рентгеновского анализа. Магнитные свойства образцов исследовались методом угловой зависимости ферромагнитного резонанса (ФМР). Этот метод используется для исследований высокочастотных свойств магнитных материалов, их анизотропии и намагниченности насыщения. В хорошем приближении, справедливом при достаточно больших значениях намагниченности насыщения $4\pi M_s \gg H_r$, величина резонансного поля H_r определяется собственным резонансным полем H_{r0} Ф-слоя, полем одноосной магнитной анизотропии H_K и полем однонаправленной анизотропии H_{EB} , вызванной взаимодействием Ф- и АФ-слоев на границе их раздела:

$$H_r = H_{r0} - H_{EB} \cos(\varphi - \alpha) - H_K \cos 2\varphi, \quad (\text{ф1})$$

где $H_{r0} = (\omega/\gamma)^2/4\pi M_{eff}$, φ — угол между направлением внешнего поля ФМР и магнитного поля, приложенного при осаждении образца, а α — угол отклонения направления H_{EB} от направления магнитного поля, приложенного при осаждении.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

При аппроксимации угловых зависимостей полей ФМР уравнением (ф1) в ряде случаев наблюдалось отклонение направления обменного смещения от направления магнитного поля, приложенного при осаждении образцов (рисунок 1). В то же время, отклонения направления одноосной магнитной анизотропии H_K не наблюдалось.

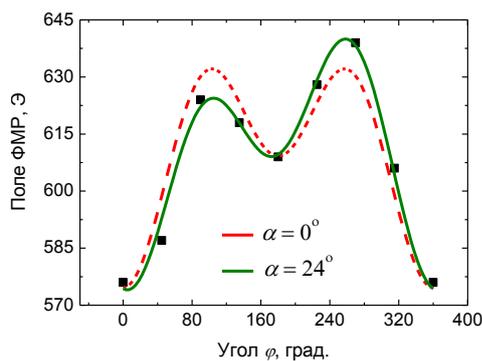


Рис. 1. Угловая зависимость резонансного поля для образца с $t_{AF} = 4$ нм

Зависимости величин обменного смещения H_{EB} и угла его отклонения α от толщины АФ-слоя представлены на рисунке 2а) и б) соответственно.

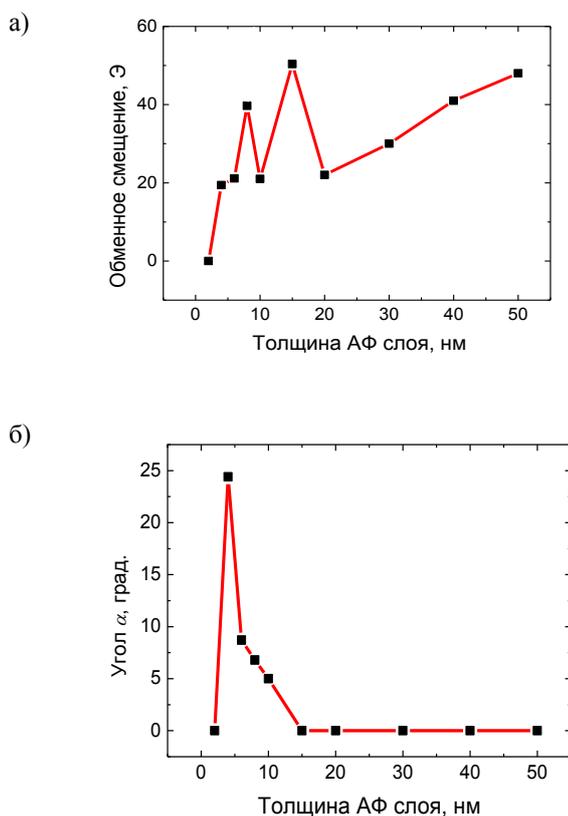


Рис. 2. Зависимости величин обменного смещения а) и угла его отклонения б) от толщины АФ-слоя

Угол α имеет максимальное значение при $t_{AF} = 4$ нм, что соответствует толщине АФ-слоя, при которой появляется обменное смещение. При дальнейшем увеличении толщины АФ-слоя величина угла α уменьшается и становится равной нулю при $t_{AF} = 15$ нм.

Зависимость величины обменного смещения от толщины АФ-слоя является немонотонной. Так, при $t_{AF} = 2-8$ нм обменное смещение возрастает, далее при толщинах АФ 8–20 нм наблюдаются осцилляции обменного смещения, после чего обменное смещение линейно возрастает с 22 Э при $t_{AF} = 20$ нм до 48 Э при $t_{AF} = 50$ нм.

Таким образом, в данной работе показано, что в структурах Ф/АФ/Ф наблюдается неколлинеарность одноосной и однонаправленной магнитной анизотропии при толщинах АФ-слоя 4–10 нм. Угол отклонения обменного смещения максимален при толщине АФ-слоя 4 нм, что соответствует толщине, при которой появляется обменное смещение. С увеличением толщины АФ-слоя данный угол уменьшается и становится равным нулю при толщине АФ-слоя 15 нм. Возникновение отклонения направления обменного смещения от направления магнитного поля, приложенного при осаждении, обусловлено совокупностью факторов, таких как шероховатость интерфейса, интердиффузия, химическая нестехиометрия и т.д., приводящих к разупорядочиванию магнитных моментов АФ [3]. Влияние данных факторов особенно существенно при малых толщинах АФ, когда слабая упорядоченность магнитных моментов АФ обусловлена также малой толщиной слоя.

Литература

1. Y.-G. Yooa, S.-G. Minb, H.-J. Ryua, *et al.* // JMMM, V. 303 (2006).
2. V.P. Nascimento, E. Baggio Saitovitch, F. Pellegrini, *et al.* // J. Appl. Phys., V. 99 (2006).
3. H.-C. Choi, Chun-Yeol You // Physical review B, V. 81, 224410 (2010).

Спиновая инжекция в светоизлучающих структурах CoPt/GaAs/InGaAs. Роль спиновой прецессии

М.В. Дорохин^{1*}, П.Б. Дёмина¹, А.А. Конаков², А.В. Здоровейцев¹

¹ НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

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

*dorokhin@nifti.unn.ru

Проведено исследование спиновой инжекции и спинового транспорта в светоизлучающих диодах на основе гетероструктур InGaAs/GaAs с ферромагнитным инжектором CoPt. Получено, что доминирующее влияние на процессы переноса спин-поляризованных носителей в полупроводниковом слое исследованных структур оказывает эффект спиновой прецессии в магнитном поле намагниченного ферромагнитного контакта. Такая прецессия обуславливает наблюдаемые в эксперименте осцилляции циркулярной поляризации электролюминесценции с изменением толщины покровного слоя GaAs (т.е. времени распространения носителей до активной области).

Введение

Создание неравновесной спиновой поляризации носителей в полупроводниковых структурах является одним из основополагающих принципов полупроводниковой спинтроники [1]. В течение последних 20 лет наблюдается ощутимый прогресс в решении этой задачи. Помимо давно известных принципов оптической ориентации спинов [2], значительный успех был достигнут в области электрической инжекции ориентированных по спину носителей из намагниченного ферромагнитного слоя в полупроводниковую структуру [1]. В настоящей работе рассматриваются полупроводниковые светоизлучающие диоды, реализующие такой принцип спиновой инжекции: гетероструктуры InGaAs/GaAs с контактом, выполненным в виде ферромагнитного слоя CoPt. Ранее было показано, что в таких структурах осуществляется инжекция спин-поляризованных электронов или дырок. В настоящей работе исследованы процессы переноса спин-поляризованных носителей от ферромагнитного слоя CoPt к активной области светоизлучающих структур.

Методика эксперимента

Структуры сформированы методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках *n*-GaAs (в этом случае из контакта инжектировались спин-поляризованные дырки) или *p*-GaAs (инжектировались спин-поляризованные

электроны). В обоих случаях формировалась следующая последовательность слоёв: 500 нм буферный слой *n*-GaAs (*p*-GaAs) – 10 нм In_{*x*}Ga_{1-*x*}As квантовая яма (КЯ) – покровный слой нелегированного GaAs, толщина которого варьировалась в пределах 8-200 нм. Ферромагнитный инжектор представлял собой комбинированный контакт, состоящий из туннельно-тонкого (1 нм) слоя Al₂O₃ и слоя CoPt, сформированного по технологии [3]. В работе проведены исследования циркулярной поляризации электролюминесценции (при температуре 10 К) в зависимости от толщины спейсерного слоя. Циркулярная поляризация регистрируется при введении диодов в магнитное поле, перпендикулярное поверхности структур.

Результаты и обсуждение

Ранее было показано, что электролюминесцентное (ЭЛ) излучение исследованных структур является частично циркулярно-поляризованным в широком диапазоне температур (10-300 К) [3] (т.е. интенсивность компоненты излучения, поляризованного по левому кругу, превосходит интенсивность компоненты, поляризованной по правому кругу). Пример магнитопольевых зависимостей степени циркулярной поляризации ЭЛ для структур, сформированных на подложке *p*-GaAs, представлен на рис. 1 (магнитное поле перпендикулярно поверхности). Вид зависимостей подобен магнитопольевым зависимостям намагниченности слоя CoPt [3]. Циркулярная поляризация в нулевом поле связана с ин-

жекцией спин-поляризованных носителей из намагниченного контакта CoPt. Отметим зарегистрированное изменение знака степени циркулярной поляризации для структуры с толщиной спейсерного слоя, равной 100 нм (для этой структуры интенсивность компоненты излучения, поляризованного по левому кругу, ниже интенсивности противоположенной компоненты). Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от толщины покровного слоя для структур, сформированных на подложке *n*-типа (кривая 1) и *p*-типа (кривая 2) представлены на рисунке 2.

Рис. 1. Магнитопольевые зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ, измеренные для диодов CoPt/10 нм GaAs/InGaAs (кривая 1) и CoPt/100 нм GaAs/InGaAs (кривая 2). Ток диода – 30 мА

В обоих случаях получено, что степень циркулярной поляризации при насыщении ферромагнитного инжектора (в магнитном поле $\sim 0,05$ Тл) является немонотонной функцией толщины спейсерного слоя. При толщине GaAs ~ 60 нм (для спиновой инжекции дырок) или ~ 100 нм (для инжекции спин-поляризованных электронов) зарегистрировано изменение знака степени циркулярной поляризации на обратный.

При толщине слоя GaAs выше ~ 120 -160 нм знак степени циркулярной поляризации вновь меняется на положительный.

Подобная немонотонная зависимость объясняется нами прецессией спинов инжектированных носителей в магнитном поле намагниченного электрода. Интегрирование уравнений Максвелла для случая тонкого однодоменного магнетика, однородно намагниченного перпендикулярно границе с полупроводником, показывает, что под ним формируется магнитное поле, имеющее ненулевые компоненты, параллельные плоскости контакта, другими

Рис. 2. Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ в насыщении от толщины покровного слоя для диодов с контактом CoPt, сформированных на подложке *n*-GaAs (кривая 1) и *p*-GaAs (кривая 2)

словами, перпендикулярные вектору намагниченности. Носители же, инжектированные из контакта в полупроводник, имеют спиновую поляризацию, определяемую направлением намагниченности в контакте, т.е. их магнитные моменты направлены преимущественно перпендикулярно границе раздела с полупроводником. Расположенные в плоскости магнетика компоненты магнитной индукции приводят к прецессии магнитных моментов носителей. Частота прецессии зависит от величины *g*-фактора носителя, что, в частности, определяет разницу в наблюдаемых результатах для электронов и дырок. Оценки величины магнитного поля под контактом показывают, что средняя частота прецессии обеспечивает переворот спин-поляризованных носителей, прошедших в полупроводнике расстояние ~ 60 нм, на 180 градусов и прошедших расстояние ~ 120 нм – на 360 градусов. Указанный эффект объясняет варьирование знака степени поляризации с толщиной спейсерного слоя.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за изготовление структур для исследований.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (15-02-07824, 15-38-20642, 16-07-01102, 16-32-00683, 16-32-00712, 16-57-51045), Министерства образования и науки РФ (8.1054.2014/К, 3.285.2014/К).

Литература

1. Concepts in Spin Electronics / Ed. by S. Maekawa. – N.Y.: Oxford University Press. 398 P. (2006).
2. Оптическая ориентация / Под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера. Ленинград: Наука (ленингр. отделение). 408 С. (1989).
3. А.В. Здоровейщев, М.В. Дорохин, П.Б. Демина и др. // ФТП, Т. 49, 1649 (2015).

Магнитные и резонансные свойства слоистых структур Fe/Gd, Fe/Cr/Gd

А.Б. Дровосек^{1,*}, Н.М. Крейнес¹, А.О. Савицкий¹, Е.А. Кравцов², М.В. Рябухина², М.А. Миляев², В.В. Устинов²

¹ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334.

² Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи 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 многослойных структур [Fe/Gd]₁₂ и [Fe/Cr/Gd/Cr]₁₂. Кривые намагничивания и спектры магнитного резонанса анализируются теоретически с использованием метода эффективного поля. Показано, что для описания экспериментальных результатов необходим учет температурной зависимости константы эффективного поля гадолиния.

Слоистые структуры Fe/Gd обладают сложной магнитной фазовой диаграммой. Благодаря наличию большого АФМ-обмена на границе Fe-Gd и относительно слабого ФМ-обмена в Gd, при приложении магнитного поля в слоях Gd возникает сильно неоднородное по величине и направлению распределение намагниченности («twisted phase»). В работе [1] было предсказано, что знак взаимодействия на границе Fe-Gd может быть изменен на ФМ введением тонкой АФМ-прослойки Cr между слоями Fe и Gd. Экспериментальная зависимость обмена в структуре Fe/Cr/Gd от толщины Cr изучалась нами ранее [2]. В данной работе проводится более подробный анализ применимости метода эффективного поля для описания рассматриваемых систем.

Методики эксперимента

Сверхрешетки [Fe(*t*_{Fe})/Cr(*t*_{Cr})/Gd(*t*_{Gd})/Cr(*t*_{Cr})]₁₂ с различной толщиной прослоек Cr (*t*_{Cr}) приготовлены методом магнетронного напыления на стеклянных подложках. Высокое качество структур подтверждается данными рентгеновской рефлектометрии [2]. Средние значения толщин ФМ-слоев: *t*_{Fe} = 31.5 Å и *t*_{Gd} = 45 Å. В температурном диапазоне *T* = 5–295 К анализируются магнитные свойства образца без прослоек Cr и образца с тонкими прослойками Cr (*t*_{Cr} = 4 Å). Кривые намагничивания получены методом SQUID-магнитометрии в полях до 50 кЭ. Спектры магнитного резонанса изучаются в диапазоне частот 7–37 ГГц в полях до 10 кЭ.

Метод расчета

При моделировании магнитных свойств сверхрешеток слои Fe считаются однородно намагниченными: $\vec{M}_{\text{Fe}}^n = M_{\text{Fe}}^S$. Распределение намагниченности по толщине слоев Gd моделируется их разбиением на 16 «моноатомных» подслоев толщиной $t = t_{\text{Gd}}/16 \sim 2,8$ Å. Обменная энергия единицы площади всей сверхрешетки выражается формулой:

$$E_{\text{ex}} = - \sum_{n=1}^{12} \left[J \frac{\vec{M}_{\text{Fe}}^n (\vec{M}_n^1 + \vec{M}_{n-1}^{16})}{M_{\text{Fe}}^S M_{\text{Gd}}^S} + t \lambda \alpha \sum_{i=1}^{15} \vec{M}_n^i \vec{M}_n^{i+1} \right],$$

где \vec{M}_n^i — намагниченность *i*-го подслоя Gd из *n*-го периода сверхрешетки ($\vec{M}_0^{16} \equiv 0$), *J* — обменная константа на границе Fe-Gd, λ — константа эффективного поля Gd, $\alpha = z_{i+1}/z = z_{i-1}/z$ — доля ближайших соседей для атомов *i*-го слоя Gd в соседних слоях (*z*_{*i*+1}) от их общего числа *z*.

Абсолютная величина намагниченности подслоев Gd определяется по методу эффективного поля Вейсса через функцию Бриллюэна *B*_{*s*}(*x*) порядка *s*:

$$M_n^i = M_{\text{Gd}}^S B_s \left[2s \mu_B (H_n^i + \lambda \alpha' M_n^i) / k_B T \right],$$

где *s* = 7/2 — спин гадолиния, $\alpha' = z_i/z = 1 - 2\alpha$ — доля ближайших соседей атомов Gd внутри *i*-го слоя от их общего числа *z*. Эффективные поля, действующие на слои Fe (\vec{H}_{Fe}^n) и подслои Gd (\vec{H}_n^i):

$$\vec{H}_{\text{Fe}}^n = \vec{H} - \frac{1}{t_{\text{Fe}}} \frac{\partial E_{\text{ex}}}{\partial \vec{M}_{\text{Fe}}^n}, \quad \vec{H}_n^i = \vec{H} - \frac{1}{t} \frac{\partial E_{\text{ex}}}{\partial \vec{M}_n^i}.$$

Приведенные уравнения позволяют для произвольных H и T рассчитать равновесное распределение величины и направления намагниченности в сверхрешетке из условий $\vec{H}_{\text{Fe}}^n \parallel \vec{M}_{\text{Fe}}^n$ и $\vec{H}_n^i \parallel \vec{M}_n^i$. Частоты резонанса определяются как собственные частоты линеаризованной системы уравнений Ландау–Лифшица без диссипации аналогично работе [2].

Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны экспериментальные полевые зависимости намагниченности на единицу площади, $m(H)$, для образца без прослоек Cr и результат их аппроксимации в рассматриваемой модели. При всех температурах получено хорошее согласие расчета с экспериментом с использованием одних и тех же значений $M_{\text{Fe}}^S = 1350$ Гс, $M_{\text{Gd}}^S = 1270$ Гс, $J = -39$ эрг/см², $\alpha = 0,33$. Однако оказалось, что для лучшего описания экспериментальных данных необходимо учесть существенную зависимость константы эффективного поля Gd от температуры (см. вставку на рис. 1). Спектры резонанса (рис. 2) в зависимости от температуры содержат 1 или 2 линии поглощения и на качественном уровне описываются с использованием полученных констант.

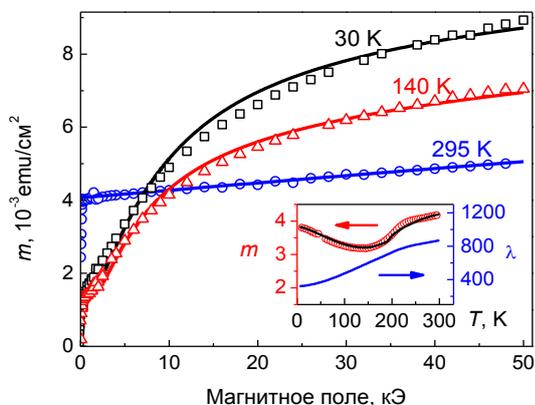


Рис. 1. Кривые намагничивания $m(H)$ структуры $[\text{Fe}/\text{Gd}]_{12}$ при различных температурах. Точки — эксперимент, линии — аппроксимация в модели эффективного поля. На вставке — экспериментальная зависимость $m(T)$ в поле $H = 6$ кЭ и полученная температурная зависимость параметра эффективного поля λ гадолия

Используя экспериментальную температурную зависимость параметра эффективного поля слоев Gd, мы провели аппроксимацию кривых $m(H)$ для образца $[\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Gd}/\text{Cr}]_{12}$ (рис. 3). Для данного образца АФМ-взаимодействие между слоями Fe и Gd падает более чем на порядок ($J = -3$ эрг/см²) по сравне-

нию со структурой без прослоек Cr. Также наблюдается некоторое увеличение намагниченности слоев железа $M_{\text{Fe}}^S = 1500$ Гс. Спектры магнитного резонанса на качественном уровне описываются с полученными константами (см. вставку на рис. 3).

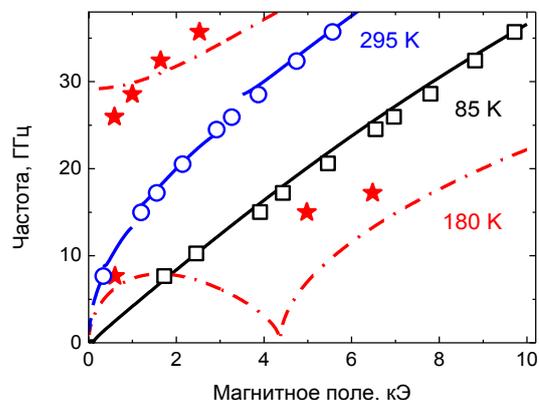


Рис. 2. Полевые зависимости частот резонанса для структуры $[\text{Fe}/\text{Gd}]_{12}$ при различных температурах. Точки — эксперимент, линии — расчет

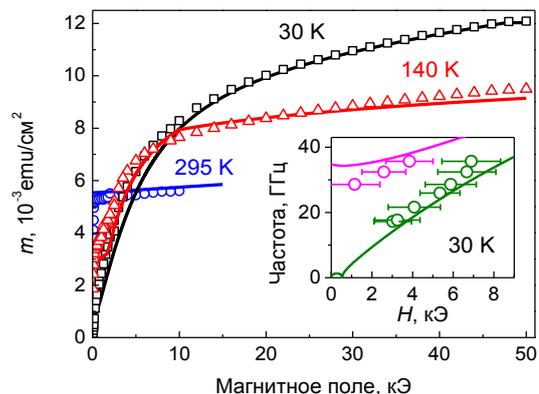


Рис. 3. Кривые намагничивания $m(H)$ структуры $[\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Gd}/\text{Cr}]_{12}$ при различных температурах. На вставке — полевая зависимость частот резонанса при $T = 30$ К. Точки — эксперимент, линии — модель эффективного поля

Как видим, в целом метод эффективного поля позволяет достаточно хорошо описать как статические, так и резонансные свойства структур Fe/Gd, Fe/Cr/Gd. С другой стороны, наблюдаемая зависимость константы эффективного поля Gd от температуры может свидетельствовать о принципиальном несовершенстве используемой модели. В частности, уменьшение константы эффективного поля при понижении температуры предсказывается в

методе постоянной связи, который является развитием метода молекулярного поля Вейсса [3].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-07-01170, № 14-22-01063 и гранта Министерства образования и науки РФ № 14.Z50.31.0025.

Литература

1. B. Sanyal, et al. // PRL, V. 104, 156402 (2010).
2. А.Б. Дровосеков, Н.М. Крейнес, А.О. Савицкий и др. // ЖЭТФ, V. 147, 1204 (2015).
3. Дж. Смарт. *Эффективное поле в теории магнетизма*. М.: Мир, 1968.

Анизотропные магниторезистивные преобразователи на основе самосовмещенной структуры

Н.А. Дюжев¹, А.С. Юров^{1*}, Р.Ю. Преображенский¹, Н.С. Мазуркин^{1§}, М.Ю. Чиненков^{1,2}

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва, Россия, 124498.

² ООО «СПИНТЕК», Москва, Россия, 124498.

*yral45@gmail.com, §mazurkin-n@yandex.ru

Для увеличения чувствительности АМР-структур был предложен новый тип конструкции, в котором форма ферромагнитных элементов повторяет форму немагнитных проводящих шунтов. Численное моделирование, учитывающее неоднородное распределение намагниченности, показало, что самосовмещенные структуры демонстрируют значительное увеличение чувствительности по сравнению с классическими «barber-pole» структурами. Предположительно, такое увеличение связано с возникающей в самосовмещенных структурах неоднородностью распределения намагниченности, которая компенсирует влияние неоднородности распределения силовых линий электрического тока.

Введение

Преобразователи магнитного поля на основе анизотропного магниторезистивного эффекта в тонких магнитных пленках (АМР-преобразователи) являются в настоящее время чрезвычайно широко используемыми для построения на их основе датчиков различного функционального назначения. В основе таких преобразователей лежат АМР-структуры в виде полоски магнитной пленки, чаще всего пермаллоя, с контактами [1]. Наиболее широкое распространение получила структура, в которой на магнитную полосу нанесены под углом 45° к их оси шунтирующие полоски из проводящего материала (так называемая «barber-pole» структура), что формирует нечетную передаточную характеристику с достаточно большим линейным участком (рисунок 1) [2]. Важнейшим параметром АМР-структур, определяющим применение их для решения тех или иных задач, является чувствительность [3], на которую существенно влияет распределение намагниченности в магниторезистивной пленке.

Математическое моделирование

Анализ распределения намагниченности на основе микромагнитной модели в классической «barber-pole» структуре дает распределение, близкое к однородному (рис. 2а). Однако если предположить, что форма магнитного элемента повторяет форму лежащего на нем проводящего шунта, то распределение становится существенно неоднородным (рис. 2б). Такая структура может быть названа «самосовмещенной».

В рамках данной работы проведено моделирование АМР-преобразователя, представляющего собой четыре анизотропных магниторезистора, объединенных по схеме моста Уитстона. Каждый магниторезистор представляет собой массив классических «barber-pole» чувствительных элементов (рис. 1а), имеющих длину $L = 200$ мкм, расстояние между шунтами $d = 6$ мкм и ширину W , варьируемую в диапазоне от 10 до 40 мкм. Величина выступов элементов немагнитного проводящего слоя h также варьируется от 0 до 6 мкм. Материал магнитных элементов структуры – пленка пермаллоя $Fe_{20}Ni_{80}$ толщиной 30 нм, материал проводящего слоя – алюминиевая пленка толщиной 0.6 мкм.

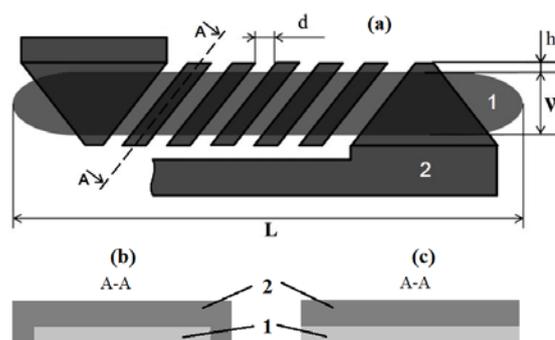


Рис. 1. (а) – схема магниточувствительного элемента. 1 – пермаллой, 2 – алюминий. (б)-(с) – сравнение топологии слоев классического (б) и самосовмещенного (с) магниточувствительного элемента. 1 – пермаллой, 2 – алюминий

Для расчета распределения намагниченности была использована микромагнитная модель [4], основанная на уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта.

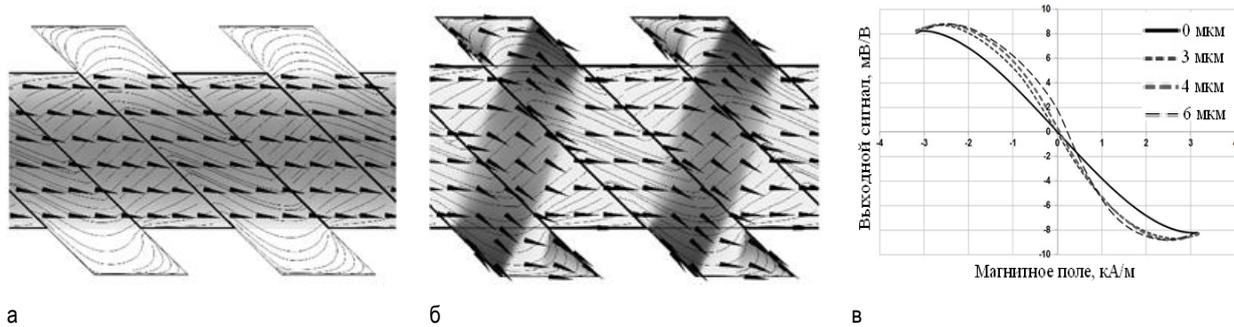


Рис. 2. Распределение намагниченности и линий тока в традиционной (а) и самосовмещенной (б) структуре. Цветовой градиент отображает величину X-компоненты намагниченности, векторы локальной намагниченности обозначены стрелками. Сплошные линии представляют линии тока. (в) – теоретические кривые характеристик преобразователей с различной величиной выступов

Результаты и обсуждение

Полученные распределения намагниченности в структурах с самосовмещенной (рис. 2а) и классической (рис. 2б) геометриями подтверждают предположение о возникновении в самосовмещенных структурах периодических неоднородностей распределения намагниченности. Для оценки влияния этих неоднородностей на чувствительность структур был проведен соответствующий анализ, результаты которого представлены на рисунке 2в в виде выходных характеристик структур с различным значением параметра h . Значение $h = 0$ мкм соответствует структуре с традиционной геометрией, форма соответствующей кривой согласуется с экспериментальными данными [5] для традиционных АМР-преобразователей. Можно видеть, что при увеличении выступа h от 0 до 3 мкм наблюдается возрастание чувствительности структуры на величину около 70%. Однако при дальнейшем увеличении h от 3 до 6 мкм возникает негативный эффект – смещение точки прохождения характеристикой нуля при отсутствии дальнейшего увеличения чувствительности. Таким образом, оптимальной конфигурацией самосовмещенной структуры является конфигурация, соответствующая значению параметра $h = 3$ мкм.

Таким образом, продемонстрирована возможность значительного увеличения чувствительности АМР-преобразователей при использовании самосовмещенных структур.

Работа была выполнена при поддержке Минобрнауки России, грант № 14.578.21.0007

(RFMEFI57814X0007), с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Микро-системная техника и электронная компонентная база».

Литература

1. Tumanski S. Thin film magnetoresistive sensors. – CRC Press, 2001. p. 83.
2. Wakatsuki N., Kurashima S., Shimizu N., Endoh M., Tanaka A. Barber-pole magnetoresistive magnetic field sensor: пат. 5055786 США. 1991.
3. Abidin Z., Faizal A., Jusoh M.H., Junid A., Mutalib S.A. Development of Low Power Anisotropic Magnetoresistive (AMR) Wireless Magnetometer for Earth's Magnetic Field Measurement //Applied Mechanics and Materials. Trans. Tech. Publications, 2015. Т. 785. С. 714-718.
4. Miltat J., Albuquerque G., Thiaville A. An introduction to micromagnetics in the dynamic regime //Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I. Springer Berlin Heidelberg, 2002. p. 1-33.
5. Дюжев Н.А., Мазуркин Н.С., Поздняков В.С., Чиненков М.Ю., Юров А.С. Преобразователи магнитного поля на основе анизотропных магнеторезистивных тонкопленочных структур для работы в широком диапазоне температур. // Известия вузов. Электроника. 2015. Т. 20. № 2. С. 113-119.

Динамика и трансформация структуры связанных магнитных вихрей в трехслойных проводящих наностолбиках, при совместном воздействии внешнего магнитного поля и поляризованного тока

А.Е. Екомасов¹, С.В. Степанов¹, К.А. Звездин², Е.Г. Екомасов^{1, *}

¹ Башкирский государственный университет, ул. З. Валиди, 32, Уфа, 450076.

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

*ekomasoveg@gmail.com

Проведено исследование динамики двух связанных магнитных вихрей под действием внешнего, перпендикулярного плоскости образца, магнитного поля и поляризованного электрического тока. Найдено наличие трех критических значений тока, разделяющих разные режимы движения вихрей. Показана возможность управления величиной частоты стационарного движения вихрей и критических токов с помощью внешнего магнитного поля. С помощью микромагнитного моделирования найдена зависимость от тока величины магнитного поля, раздельно переключающего полярность вихря в тонком и толстом слоях.

Введение

В настоящее время большой интерес вызывает спин-трансферный наногенератор (СТНГ) СВЧ, который отличается значительной выходной мощностью, небольшой шириной и относительно большим спектром частот даже без приложения внешнего магнитного поля [1]. Большинство таких структур имеет два магнитных слоя, разделенных немагнитной прослойкой. В них может реализовываться, как основное состояние, магнитный вихрь. Вихревые нанодиски могут найти применение в вихревых наноразмерных спин-токовых генераторах. Показано также, что при пропускании спин-поляризованного тока через магнитный диск вихрь может начать двигаться по разным орбитам (например круговой стационарной орбите, хаотической и др.) [2,3]. Изучался и вопрос о механизмах переключения киральности и полярности магнитного вихря как поляризованным током, так и с помощью импульсного или постоянного магнитного поля [4,5]. В последнее время появилось много экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию динамики связанных магнитных вихрей (см., например, [6-8]). Показано, например, что для системы из двух взаимодействующих магнитных дисков, находящихся в вихревом состоянии, спектр колебаний магнитных вихрей может кардинально измениться [6,8]. Также эксперимен-

тально найдена зависимость величины магнитного поля переключения полярности каждого из вихрей от величины поляризованного тока для нанодисков разного диаметра [7].

Основные уравнения и результаты

Обобщенное уравнение Ландау–Лифшица (ОУЛЛ), описывающее нелинейную динамику намагниченности в каждом магнитном слое, содержит дополнительный вращательный момент $\vec{T}_{s.t.}$ [1], ответственный за взаимодействие тока с намагниченностью, и имеет вид:

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_s} [\vec{M} \times \dot{\vec{M}}] + \vec{T}_{s.t.},$$

где \vec{M} – вектор намагниченности, γ – гиромагнитное отношение, M_s – намагниченность насыщения, α – параметр затухания Гильберта, эффективное поле \vec{H}_{eff} представляет собой сумму внешнего магнитного поля, полей магнитостатического и обменного взаимодействий. В данной работе для численного расчета связанной динамики вихрей используется пакет программ для микромагнитного моделирования SpinPM [5,7].

В работе исследуются СТНГ, состоящие из трёх слоёв (пермаллоевый (Pу) 4 нм/Cu 10 нм/Pу 15 нм) кругового сечения с малым диаметром 120 нм. Со-

став пермаллоя – $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Магнитные параметры рассматриваемой системы следующие: $M_s=700$ эрг/Гс·см³ для «толстого» и $M_s=600$ эрг/Гс·см³ для «тонкого» слоя, обменная жёсткость $A=1.2 \cdot 10^{-6}$ Эрг/см для «толстого» и $A=1.12 \cdot 10^{-6}$ эрг/см для «тонкого» слоя, постоянная затухания Гильберта $\alpha=0.01$, гиромангнитное отношение $\gamma=2.0023 \cdot 10^7$ (Э·с)⁻¹. При данных магнитных параметрах имеем квазиоднородную конфигурацию намагниченности в одиночном тонком магнитном слое и вихревую в одиночном толстом [2]. Для создания вихревого состояния в тонком диске используем ток. Известно, что включение спин-поляризованного тока, благодаря возникновению кругового поля Эрстеда, может приводить к образованию вихря. Меняя направление тока, можно получать конфигурации из параллельно и антипараллельно направленных полярностей коров вихрей. При проведении расчетов размер ячейки брались $2 \times 2 \times 5$ нм³.

Исследована динамика связанных магнитных вихрей с одинаковой полярностью и киральностью. Ток течет снизу вверх, перпендикулярно плоскости слоёв от толстого слоя к тонкому слою. Поляризацию тока брали равной $P=0.1$, направление полярности коров вихрей вверх. С помощью программного пакета SpinPM проведено численное моделирование связанной вихревой динамики. Найдено наличие трех критических значений тока, разделяющих разные режимы движения вихрей. Показана возможность управления величиной частоты стационарного движения вихрей с помощью внешнего магнитного поля. С помощью уравнения Тили для каждого из слоёв аналитически описана связанная динамика вихрей, согласующаяся с полученными численно результатами.

Изучены процессы динамической трансформации магнитных вихрей (переключение полярности вихревого кора) для различных значений токов и внешнего магнитного поля. Найдена зависимость величины магнитного поля, переключающего полярность кора вихря в тонком и толстом слоях, от тока. Для случая малых токов переключение полярности кора вихря в тонком и толстом слоях наблюдалось с малым выходом вихря из геометрического центра, т. е. практически «статическое», но с возбуждением внутренних мод колебаний вихря и излучением спиновых волн. Отметим, что подобный сценарий переключения полярности кора

вихря, сопровождающийся возбуждением внутренних мод колебаний и излучением спиновых волн наблюдался и для случая одиночного вихря (см., например, [9]). Для случая больших токов динамический механизм переключения полярности кора вихря [5] наблюдался только для вихря в толстом слое. Проведено сравнение результатов с результатами эксперимента для рассмотренной нами структуры, представленными в [7]. Для случая вихря в толстом слое так же, как и на экспериментальной кривой, можно выделить две области токов – область слабого тока, где переключение полярности вихря происходит квазистатическим способом, и область сильного тока, где переключение полярности вихря происходит динамическим способом. Отметим, что положение и величина этой области в экспериментальном и теоретическом случае близки друг к другу. Также, как в экспериментальном графике, так и в теоретическом полученные величины критического магнитного поля качественно совпадают и уменьшаются с увеличением тока. Для случая вихря в тонком слое, в отличие от экспериментальной кривой, имеем как для слабого тока, так и для сильного квазистатический механизм переключения полярности вихря.

Работа была поддержана РФФИ, проект 16-32-00381.

Литература

1. А.К. Звездин, К.А. Звездин, А.В. Хвальковский // УФН, Т. 178, № 4, С. 436-442 (2008).
2. Y. Gaididei, V.P. Kravchuk, D.D. Sheka // International Journal of Quantum Chemistry, V. 110, №1, P. 83-97 (2010).
3. S. Petit-Watlot, J. Kim, A. Ruotolo, *et al.* // Nature Physics, V. 8, 682 (2012).
4. T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, *et al.* // JMMM, V. 240, P. 1-6 (2002).
5. A.V. Khvalkovskiy, A.N. Slavin, J. Grollier, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 96, 022504 (2010).
6. K.Yu. Guslienko, K.S. Buchanan, S.D. Bader, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 86, 223112 (2005).
7. N. Locatelli, A.E. Ekomasov, A.V. Khvalkovskiy, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 102, 062401 (2013).
8. A. Hamadeh, N. Locatelli, V.V. Naletov, *et al.* // Physical Review Letters, V. 112, 257201 (2014).
9. Yoo Myoung-Woo, Lee Jehyun, Kim Sang-Koog // Appl. Phys. Lett., V. 100, 172413 (2012).

Исследования и модификация свойств многослойных пленок CoPt для создания магнитных логических ячеек

О.Л. Ермолаева, Н.С. Гусев, В.Л. Миронов, Е.В. Скороходов

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

*ermolaeva@ipm.ras.ru

В работе были исследованы структуры, представляющие собой многослойные ферромагнитные пленки CoPt/Co с перпендикулярной анизотропией. Было показано, что магнитные свойства таких структур определяются конкуренцией различных типов анизотропии в слоях. Предложены варианты создания на основе подобных структур магнитных логических ячеек.

Хорошо известно, что в многослойных тонкопленочных структурах CoPt, состоящих из поликристаллических слоев Co, разделенных слоями Pt, тип магнитной анизотропии определяется толщиной пленки Co [1]. В настоящей работе были исследованы ферромагнитные многослойные структуры CoPt, состоящие из обменно-связанных слоев с различным типом магнитной анизотропии. Были изготовлены многослойные структуры CoPt с перпендикулярной магнитной анизотропией, а также структуры CoPt, покрытые дополнительно слоем Co. С помощью магнитооптических измерений и магнитносилковой микроскопии исследованы особенности магнитных состояний этих систем и их поведение во внешнем магнитном поле. Было показано, что поведение системы CoPt-Co существенно зависит от соотношения толщин многослойной пленки CoPt с анизотропией «легкая ось» и верхнего слоя Co с анизотропией «легкая плоскость». Были изучены зависимости кривых гистерезиса от толщины покрывающего слоя Co. Образцы многослойной структуры CoPt без покрывающего слоя Co демонстрировали гистерезисные зависимости прямоугольной формы с остаточной намагниченностью $M_r = 1$. Типичные кривые намагничивания приведены на рис. 1а. Значения коэрцитивных полей H_c варьировались в диапазоне 150-200 Oe при небольших вариациях толщин слоев Co и Pt в структуре. Кривая перемагничивания образца многослойной структуры CoPt-Co с покрывающим слоем кобальта толщиной $t_{Co} = 1$ нм приведена на рис. 2а. Гистерезисная кривая имеет наклонную форму. Остаточная намагниченность составляет $M_r = 0.8$.

При увеличении толщины покрывающего слоя Co до $t_{Co} = 1.5$ нм и далее кривые намагничивания приобретают безгистерезисный характер. С дальнейшим ростом $t_{Co} > 5$ нм угол наклона практически не изменяется.

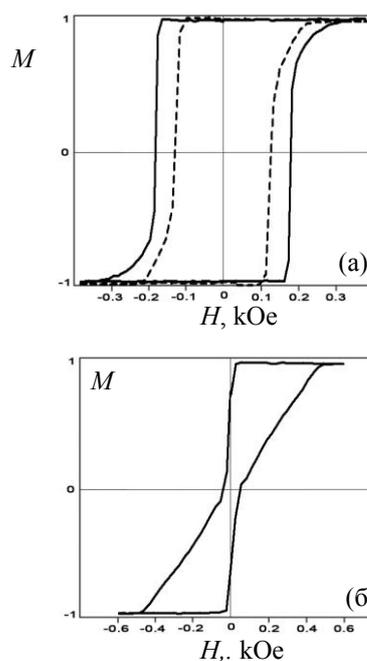


Рис. 1. нормированные кривые намагничивания в направлении, перпендикулярном плоскости образца CoPt: (а) - без покрывающего слоя Co; (б) с покрывающим слоем Co 1 нм

Кроме того, при толщинах $t_{Co} > 1.5$ нм в МСМ-измерениях не удавалось зарегистрировать какой-либо контраст, связанный с доменной структурой. Это указывает на то, что при толщинах $t_{Co} > 1.5$ нм плоскостная анизотропия слоя Co постепенно перебарывает осевую анизотропию CoPt, и для толщин

$t_{Co} > 5$ нм структура в целом приобретает анизотропию типа «легкая плоскость».

Методом литографии и ионного травления были созданы ферромагнитные нанопроволоки размера-ми $100 \text{ нм} \times 10 \text{ нм} \times 3000 \text{ нм}$. На одну часть нанопроволоки сверху наносился дополнительно слой Co толщиной 1 нм. Были проведены МСМ-исследования процессов перемагничивания таких структур. На рис. 2 приведены последовательные стадии перемагничивания нескольких нанопроволок. Граница области нанесения слоя Co показана пунктирной линией.

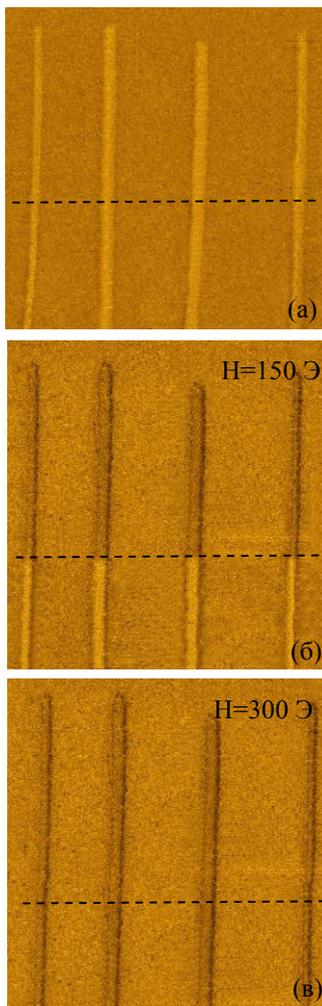


Рис. 2. МСМ-изображения последовательных стадий перемагничивания нанопроволок во внешнем поле

Сначала система намагничивалась в сильном магнитном поле, приложенном перпендикулярно поверхности рис. 2а, после чего к ней в обратном направлении прикладывалось постепенно увеличивающееся внешнее магнитное поле. После достижения полем величины 150 Э половина проволоки,

покрытая дополнительным слоем Co , перемагничивалась (рис. 2б). После увеличения поля до 300 Гс вся структура перемагничивается целиком (рис. 2в).

Исследованные структуры могут служить для создания на их основе ячеек магнитной логики. Нами предложены варианты таких ячеек, выполняющих различные логические операции. На рис. 3 представлены схемы магнитных логических ячеек, выполняющих операции «и» (рис. 3а) и «или» (рис. 3б). Они представляют собой ферромагнитные проволоки с различными значениями локальной анизотропии $H_{c1} < H_{c2} < H_{c3}$. Алгоритм работы такой ячейки заключается в следующем. Сначала вся система намагничивается в сильном магнитном поле $H > H_{c3}$. Это состояние принимается за логический «0». Затем задается направление намагниченности на входах. После этого к системе прикладывается внешнее магнитное поле в противоположном направлении и с амплитудой $H_{c1} < H < H_{c2}$. Участок с самым низким значением коэрцитивности H_{c1} служит для зарождения доменной стенки на одном конце нанопроволоки. Когда доменная стенка достигает области повышенной коэрцитивности H_{c3} , то в зависимости от состояния входов она на либо распространяется дальше, либо останавливается. После этого происходит считывание информации со свободного конца нанопроволоки.

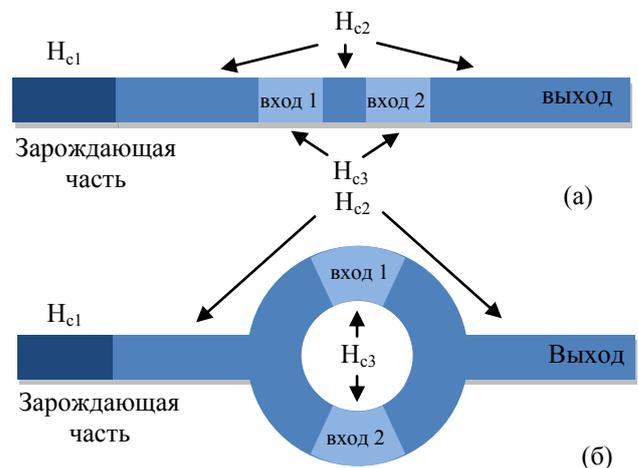


Рис. 3. Магнитные логические ячейки, выполняющие (а) – операцию «и», (б) – операцию «или»

Работа выполнена при поддержке РФФИ (15-42-02388 p_поволжье_a) и программ президиума РАН.

Литература

1. A. Bollero, V. Baltz, et al. // Physical Review B, V. 84, 094423 (2011).

Нейтронные исследования ММФ/МЖФ нанокompозитов $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B} + \text{Fe}$

В.Д. Жакетов^{1,*}, Ю.В. Никитенко¹, Д. Патрой², М.М. Кодеску², Е.А. Патрой², Е. Манта²

¹ Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

² National Institute for R&D in Electrical Engineering, Bucharest, Romania.

*zhaketov@nf.jinr.ru

В данной работе исследовались нанокompозиты $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B} + \text{Fe}$. Применён актуальный метод для исследования магнитной структуры вещества – метод деполяризации нейтронного пучка, прошедшего сквозь образец.

Введение

Разработка постоянных магнитов с большими значениями произведения $F = H_c \times J_s$ коэрцитивной силы H_c и намагниченности насыщения J_s является актуальной задачей [1, 2]. В этой связи последние два десятилетия активно изучались закономерности формирования и эволюции обменных спиновых пружин в нанокompозитах из магнитомягкого и магнитожёсткого ферромагнетиков (ММФ/МЖФ) [3-9]. В настоящей работе были исследованы плёнки толщиной 20–40 мкм, изготовленные из $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ и Fe (5, 10 и 15%) в различной их пропорции. В этом сплаве достигается небольшое содержание Nd и отсутствуют редкоземельные Sm и Dy, которые достаточно дефицитны. Чтобы получить раствор Nd-Fe-B, были использованы исходные растворы $\text{Nd}_{84}\text{Fe}_{16}$, $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ и чистый деоксидированный Fe. В индукционной печи с аргонной атмосферой из исходных растворов были отлиты растворы, использованные дальше в melt-spinning (мелт-спиннинг) машине.

В работе для исследований ММФ/МЖФ-нанокompозитов используются методы деполяризации и рассеяния нейтронов, позволяющие определять размерные и полевые параметры неоднородной магнитной и ядерной структуры вещества.

Параметры исследованных плёнок приведены в таблице. Наибольшее значение параметра $\sigma \cdot H_c$ достигается для раствора $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B} + \text{Fe}(10\%)$, для которого при линейной скорости барабана мелт-спиннинг-машины $v = 35$ м/с размер кристаллитов $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ минимален и равен 25.6 нм. Данные нейтронных измерений приведены в колонках 9-12 таблицы 1. Деполяризация нейтронов при пропускании пучка нейтронов через ферромагнитный образец связана с прецессией магнитного момента вокруг вектора индукции магнитного поля в отдельных доменах и среднего значения вектора индукции в образце [10,11].

Коэффициент деполяризации, определяемый как отношение поляризации пропущенного через образец пучка нейтронов P к поляризации падающего на образец пучка нейтронов P_0 определяется так [11,12]:

$$D = P / P_0 = \cos^2 \alpha \cdot \exp(-A\lambda^2) + \sin^2 \alpha \cdot \exp(-B\lambda^2 + C), \quad (1)$$

где α – угол между векторами напряжённости H и индукции B магнитного поля.

На рис. 1 показана, для примера, экспериментальная зависимость интегрального, а на рис. 2 и 3 – длинноволновые зависимости коэффициента деполяризации.

Экспериментальные результаты

Таблица. 1 – номер образца; **2** – доля Fe, %; **3** – скорость вращения барабана V , м/с; **4** – ширина плёнки, мм; **5** – толщина плёнки, мкм; **6** – $D(\alpha\text{-Fe})$, нм; **7** – $D(\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B})$, нм; **8** – удельная намагниченность насыщения σ , эму/г; **9** – H_c , кОе; **10** – B , Тл; **11** – S , %; **12** – F , кЭ·Тл.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	5	32	2	28.8	29.5	50.8	57.8	0.07	1.14	1	0.078
2	10	35	2	37	35.1	25.6	113.5	2.7	1.25	3	3.4
3	15	35	2.8	26.8	35.3	37.3	54.2	0.02	1.32	0.5	0.026

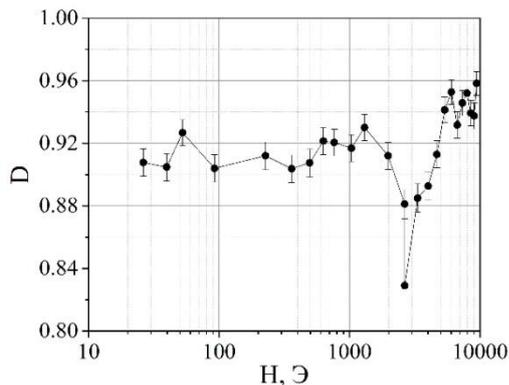


Рис. 1. Зависимость коэффициента интегральной деполаризации от магнитного поля для второго образца

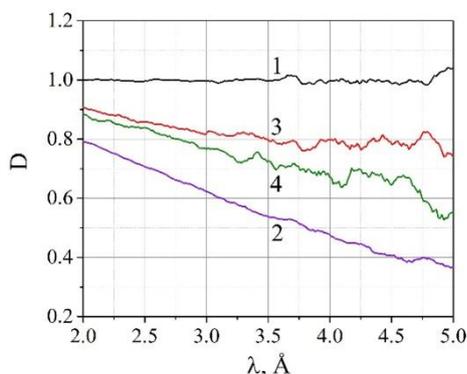


Рис. 2. Длинноволновая зависимость коэффициента деполаризации для образцов 1-3 при $\alpha=0$. Образец № 1 в магнитном поле: 1 – 9428 Э; 2 – 26.3 Э; 3 – образец № 3 при $H=26.3$ Э; 4 – образец № 2 при $H=2650$ Э

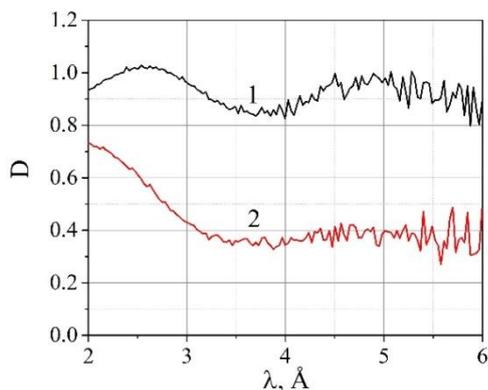


Рис. 3. Длинноволновая зависимость коэффициента деполаризации нейтронов для второго образца при $\alpha=30^\circ$ в магнитном поле: 1 – 8436.7 Э, 2 – 20 Э

Заключение

Исследования деполаризации и рассеяния нейтронов показывают, что плёнки с высокими значениями произведения коэрцитивной силы и индукции насыщения ($\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B} + 10\%\text{Fe}$), полученные при высокой скорости барабана мелтинг-машины, являются магнитно неоднородными. Они характеризуются небольшой плотностью вещества, средними значениями магнитной индукции и колебаниями намагниченности насыщения в частотном диапазоне 2–5 мГц [13].

Литература

1. R. Coehoorn, C. de Waard // *J. Magn. Magn. Mat.*, V. 83(1–3), 228 (1990).
2. E.F. Kneller and R. Hawig // *IEEE Trans. Magn.*, V. 27, 3588 (1991).
3. J. Yin, Xi Chen, S. Zhang, H. Zhang, B. Shen // *J. Phys. D. Appl. Phys.*, V. 34, 514-517 (2001).
4. J.S. Jiang, J.E. Pearson, Z.Y. Liu *et al.* // *Applied Physics Letters*, V. 85, N. 22, 5293 (2004).
5. J.S. Jiang, S.D. Bader // *Scripta Materialia*, V. 47, 563-568 (2002).
6. V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko, A.J. Shapiro *et al.* // *JMMM*, V. 246, 80-85 (2002).
7. H. Chirac, N. Lupu, L. Stoleriu *et al.* // *JMMM*, V. 316, 177-180 (2007).
8. V.I. Nikitenko, V.S. Gornakov, Yu.P. Kabanov *et al.* // *JMMM*, V. 258-259, 19-24 (2003).
9. W. Kappel, M. M. Codescu, M. Valeanu, N. Stancu, J. Pintea, F. Lifei, A. Jianu, D. Patroi, E. Patroi // *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, V. 9(6), 1825 (2007).
10. O. Halpern, T. Holstein // *Phys. Rev.*, V. 59, 960-981 (1941).
11. E.B. Dokukin, D.A. Korneev, W. Loebner *et al.* // *J. de Physique*, V. 49, C8-2073(1988).
12. K. Krezhov, V. Lilkov, P. Konstantinov // *Proceedings of PNCMI-96, Dubna, June 18-20, 1996*, 104-113.
13. D. Patroi, V.D. Zhaketov, Yu.V. Nikitenko, M.M. Codescu, E.A. Patroi, E. Manta // *Optoelectronics and Advanced Materials*, 9, № 9-10.

Нейтронные исследования криптоферромагнетизма в ферромагнитно- сверхпроводящих слоистых структурах

В.Д. Жакетов^{1,*}, Ю.В. Никитенко^{1,§}, Ю.Н. Хайдуков², Ф. Раду³, А.В. Петренко¹, А. Чик⁴,
М.М. Борисов⁵, Э.Х. Мухамеджанов⁵, В.Л. Аксёнов⁶

1 Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

2 НИИ ядерной физики им. В.Д. Скобелыцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва.

3 Научно-исследовательский центр им. Гельмгольца, Берлин, Германия.

4 Институт ядерных исследований Венгерской Академии Наук, Дебрецен, Венгрия.

5 Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт», Москва.

6 Петербургский институт ядерной физики Национального исследовательского центра «Курчатовский Институт», Гатчина, Россия.

§ nikiten@nf.jinr.ru, * zhaketov@nf.jinr.ru

В структуре TaV/Fe_{0.7}V_{0.3}/V/Fe_{0.7}V_{0.3}/Nb/Si, состоящей из ферромагнитных и сверхпроводящих слоёв, при низких температурах формируются магнитные структуры с линейными размерами от 3.5Å до 50 мкм. В температурном диапазоне ниже температур сверхпроводящих переходов в слоях V и Nb намагниченность магнитных структур подавляется сверхпроводимостью.

Введение

Проявлением влияния сверхпроводника (С), контактирующего с ферромагнетиком (Ф), является образование в ферромагнетике особенной доменной структуры, в которой размер доменов d имеет порядок сверхпроводящей корреляционной длины в ферромагнетике $\xi_F \cong 1-10$ нм [1-3] или корреляционной длины в сверхпроводнике $\xi_S \cong 10-100$ нм [4]. В [5-7] сообщается о подавлении намагниченности Ф-слоя или границы раздела Ф-С при переходе слоёв слоистой структуры в сверхпроводящее состояние. Прямым методом обнаружения магнитной решётки в слоистой структуре является рефлектометрия поляризованных нейтронов, позволяющая измерять профиль намагниченности в глубину структуры и в её плоскостях.

Структура

TaV/Fe_{0.7}V_{0.3}/V/Fe_{0.7}V_{0.3}/Nb/Si(x=0.3/V)

Приготавливалась последовательным магнетронным распылением элементов на подложку Si (0.5 мм) в научном центре Гельмгольца (Германия). На рис. 1а представлен пространственный профиль структуры TaV/Fe/Cr/Fe/Nb/Si(x=0/Cr), измеренный нейтральной атомной масс-спектрометрией.

Из измерений рассеяния синхротронного излучения для диаметра кластеров получены значения

$D_1=16\pm 1.5$ нм и $D_2 > 100-300$ нм. В магнитном поле 1 кЭ для температуры блокировки получено $T = 30$ К, что для диаметра магнитных кластеров даёт значение $d \approx 1-20$ нм. При изменении температуры от 300 до 11 К магнитный момент увеличивается в 2.2 раза до значения 9×10^{-6} еш, что соответствует намагниченности $4\pi J = 2$ кГс магнитного слоя толщиной 20 нм, а для магнитного момента, приходящегося на атом железа, – 0.28 мВ. Суммарное диамагнитное изменение намагниченности слоёв ванадия и ниобия при наложении магнитного поля 1 кЭ при температуре 2 К составляет 600 Гс.

Нейтронные измерения

Зависимости рис. 1б коэффициента рассеяния нейтронов $S=J_s/J_0$ (отношение потока рассеянных нейтронов J_s к падающему потоку J_0) подтверждают наличие магнитных кластеров. Рассеяние минимально для структур с $x=0.3$ (кривые 1 и 2). Магнитный момент, приходящийся на атом железа при 300 К, составляет 0.17 мВ, что близко к 0.13 мВ, следующего из магнитометрии. При уменьшении температуры от 8 до 1.6 К (рис. 1в) рассеяние уменьшается, что связано с упорядочением моментов так, что средняя намагниченность (доменов и кластеров) и результирующие намагниченности на доменах и кластерах стремятся к нулю.

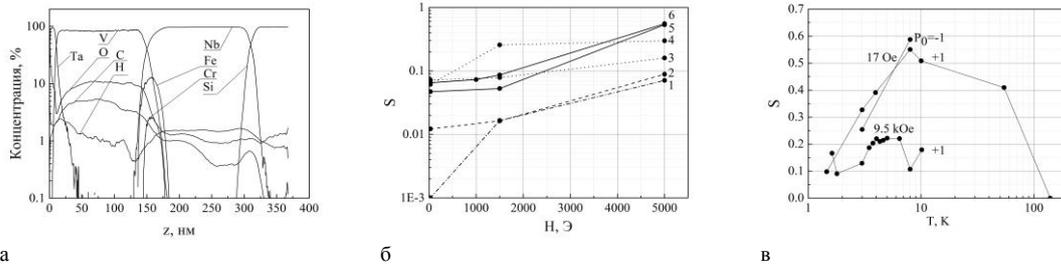


Рис. 1. а - пространственный профиль структуры $x=0.3/V$; б - $S(H)$ для структур: $x=0.3/V$ - 1, $x=0.3/Cr$ - 2, $x=0/V$ - 3, $x=0/Cr$ - 4, $x=0.6/V$ - 5, $x=0.6/Cr$ - 6; в - $S(T)$ для структуры $x=0.3/V$ при значениях магнитного поля 17 Э и 9.5 кЭ

В поле 9.5 кЭ домены отсутствуют, и рассеяние в интервале 4-7 К происходит на абрикосовских вихрях. Рассеяние зависит от магнитного состояния (рис. 2а) за счёт изменения значений результирующих моментов на рассеивающих объектах. Для $T=8$ К (рис. 2б) наблюдаются минимумы в пропускании нейтронов, что соответствует межплоскостному расстоянию решётки доменов 59 ± 5 нм. Рассеяние нейтронов уменьшается (рис. 2в) при уменьшении температуры и является функцией с периодом 21.5±3 нм, связываемым с толщиной доменной стенки. На рис. 3 приведены карты интенсивности на плоскости переданных моментов

Q_y-Q_x . При температуре 1.35 К происходит подавление намагниченности структур с размерами вплоть до минимального значения 5 нм.

Естественно полагать, что размер 5 нм соответствует когерентной длине сверхпроводимости ξ в смеси атомов ванадия (45%), ниобия (40%) и железа (15%) ($\xi_0=44$ нм для V и 39 нм для Nb). В результате такой фильтрации магнитных структур сверхпроводимостью выживает присущее сверхпроводящему ферромагнетику криптоферромагнитное состояние [8].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-22-01007.

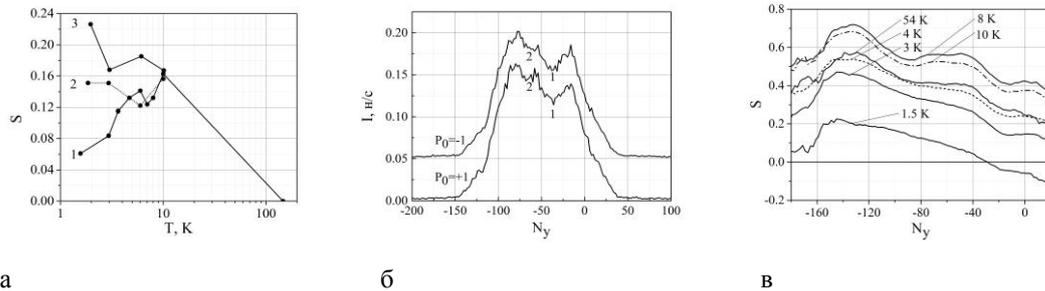


Рис. 2. а - $S(T)$: 1 - $H = 17$ Э, 2 - $H = 17$ Э после предварительного намагничивания в поле 2 кЭ, 3 - $H = 1$ кЭ, б - интенсивность пропускания $I(N_y)$ для $\lambda=1.28$ Å при $T=8$ К, в - $S(N_y)$ при $\lambda=1$ Å, нормированное на рассеяние при 150 К

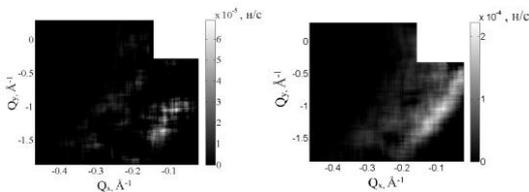


Рис. 3. Интенсивность рассеяния на плоскости переданных моментов Q_y-Q_x : $T = 1.35$ К, $H = 25$ Э (а); $T = 10$ К, $H = 25$ Э (б)

Литература

1. P.W. Anderson and H. Suhl // Phys. Rev., V. 116, 898 (1959).
 2. A.I. Buzdin, L.N. Bulaevski // Sov. Phys. JETP, V. 94, 256-261 (1988).

3. F.S. Bergeret, K.B. Efetov, A.I. Larkin // Phys. Rev. B, V. 62(17), 11872 (2000).
 4. A.I. Buzdin // Rev. Mod. Phys., V. 77, P.935
 5. I.A. Garifullin, D.A. Tikhonov, N.N. Garif'yanov, et al. // Appl. Magn. Reson., V. 22, 439-452 (2002).
 6. V.L. Aksenov, Yu.N. Khaidukov, Yu.V. Nikitenko. // Journal of Physics: Conference Series, V. 211, 012022 (2010).
 7. V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, Yu.N. Khaidukov, et al. // Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, V. 3(4), 495 (2009).
 8. Ю.В. Никитенко, Ю.Н. Хайдуков, Ф. Раду и др. Сообщения ОИЯИ P14-2014-60, Дубна, 2014.

Динамика магнитного вихря под действием спин-орбитальных эффектов

А.К. Звездин^{1,2,3}, П.Н. Скирдков^{1,2,3}, К.А. Звездин^{1,2,3}

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

² Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

³ Российский квантовый центр, Новая 100А, Сколково, Московская область, 143025.

* petr.skirdkov@phystech.edu & zvezdin@gmail.com

была проанализирована возможность возбуждения гиротропного движения магнитного вихря за счёт спин-орбитальных вращающих моментов, вызванных эффектом Рашбы, СЭХ, а также создаваемым на поверхности Bi_2Se_3 . Исследуемая система представляет из себя пермалловый наностолбик с вихревым распределением намагниченности, нанесённый на плёнку Bi_2Se_3 . Используя микромагнитное моделирование и теоретические расчёты, мы показали, что микроволновый ток вдоль поверхности ТИ или материала с гигантским СО-эффектом может эффективно возбуждать осцилляции магнитного вихря. Была рассмотрена зависимость данного возбуждения от частоты и амплитуды микроволнового тока.

Введение

Магнитные вихри являются одними из наиболее интересных наноразмерных магнитных состояний, которые вызывают как чисто фундаментальный, так и практический интерес. Особое внимание уделяется их возбуждённому состоянию, которое может поддерживаться внешним воздействием (магнитным полем, током и т.д.). Среди различных возбуждённых состояний особое место занимает гиротропная мода. При этом ключевым вопросом здесь остаётся вопрос наиболее эффективного возбуждения данной моды. Изначально предполагалось использовать для этого внешнее переменное магнитное поле. Альтернативным подходом является использование постоянного спин-поляризованного тока.

Новым решением тут может быть использование спин-орбитальных эффектов, которые могут приводить к появлению вращающих моментов, действующих на намагниченность. Такие вращающие моменты, вызванные поверхностным эффектом Рашбы или же объёмным спиновым эффектом Холла (СЭХ), рассматривались для интерфейсов Pt/Co/ AlO_x [1] и графен/Pt [2]. Также такие вращающие моменты были обнаружены в системе ферромагнетик/Ta [3] и в более общем случае в системах, состоящих из слоя ферромагнетика и слоя материала с большим спин-орбитальным взаимодействием (Pt, Ir, W, Ta, Pd и т.д.). Другим источником вращающих моментов спин-орбитальной природы являются топологические изоляторы (ТИ), например Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 . Это вызвано свойствами по-

верхностных состояний, для которых направление спина электрона однозначно связано с его направлением движения. Последние эксперименты продемонстрировали, что ток вдоль поверхности тонкой плёнки Bi_2Se_3 при комнатной температуре может создавать вращающий момент, действующий на намагниченность ферромагнитного слоя, нанесённого на плёнку ТИ [4].

Постановка задачи

Исследуемая система (вставка рисунка 1) представляет из себя цилиндрический наностолбик с вихревым распределением намагниченности из пермаллоя с высотой 8 нм и радиусом 100 нм, нанесённый на поверхность Bi_2Se_3 . Были использованы следующие магнитные параметры пермаллоя: намагниченность насыщения $M_S=800$ эрг/Гс·см³, обменная константа $A=1.3 \times 10^{-6}$ эрг/см, затухание $\alpha=0.01$. Форма и величины эффективных вращающих моментов, действующих на намагниченность, были взяты из экспериментальной работы [4].

Для изучения возможности возбуждения динамики вихря током, протекающим по интерфейсу $\text{Pt}/\text{Bi}_2\text{Se}_3$, была проведена серия микромагнитных симуляций при помощи конечно-разностного микромагнитного кода SpinPM. Данный код основан на методе Рунге–Кутты четвёртого порядка точности с адаптивным контролем шага по времени и пространственной сеткой $2 \times 2 \times 8$ нм³. Чтобы сфокусироваться на действии эффекта переноса спина, действие поля Эрстеда не рассматривалось.

Результаты

Микромагнитное моделирование показывает, что в данном случае постоянный ток не может возбудить магнитный вихрь. Однако, используя переменный ток, можно вызывать высокоамплитудные осцилляции вихря (рисунок 1).

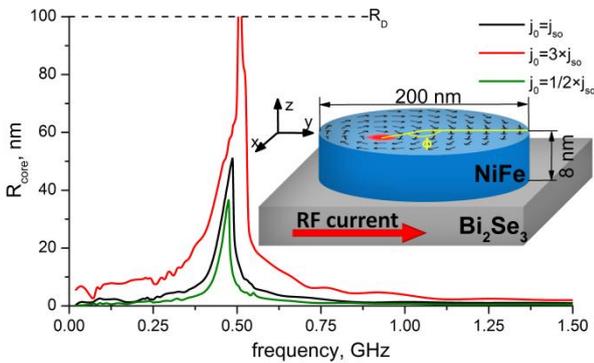


Рис. 1. Зависимость радиус-вектора ядра магнитного вихря от частоты радиочастотного тока для трёх различных значений плотности тока

Используя результаты [4], можно оценить величину j_{so} как 1.5×10^6 A/cm². Данная оценка позволяет утверждать, что на исследуемом интерфейсе создаётся вращающий момент на порядок больший, чем в случае перпендикулярной инжекции тока.

Аналитическое описание данного процесса может быть дано с помощью модифицированного уравнения Тиля [5]. При этом, пренебрегая изменением частоты вращения магнитного вихря в течение периода, можно свести описание к уравнению типа Ландау–Халатникова:

$$\dot{\rho} = -A\rho - AB\rho^3 + h, \quad (1)$$

где ρ – нормированный на радиус диска радиус-вектор ядра вихря, A и B – константы, h – нормированная амплитуда переменного тока. Результаты сравнения микромагнитного моделирования, точного аналитического описания [5] и упрощённого описания по формуле (1) приведены на рисунке 2.

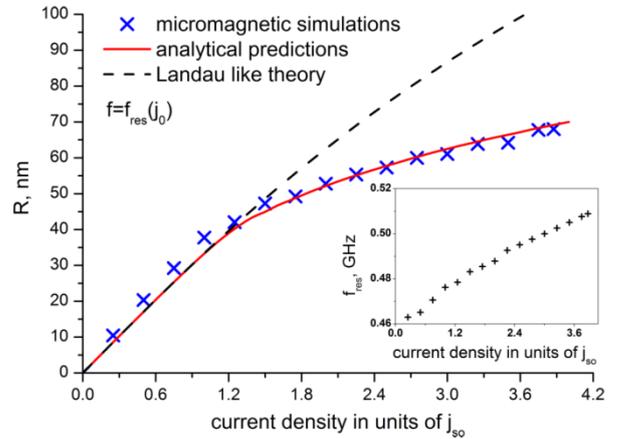


Рис. 2. Зависимость радиус-вектора ядра магнитного вихря от частоты радиочастотного тока для трёх различных значений плотности тока

Литература

1. I. Miron, *et al.* // Nature Materials, V. 9, 230 (2010).
2. A.M. Shikin, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 105, 042407 (2014).
3. L. Liu, *et al.* // Science, V. 336, 555 (2012).
4. A. Mellnik, *et al.* // Nature, V. 511, 449 (2014).
5. P.N. Skirdko, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 92, 094432 (2015).

Магнитонезависимые спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур In(Ga)As/GaAs и ферромагнитного инжектора CoPt

А.В. Здоровейцев^{1,*}, М.В. Дорохин¹, О.В. Вихрова¹, П.Б. Демина¹, А.В. Кудрин¹,
А.Г. Темиряев², М.П. Темиряева²

¹ НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Н. Новгород, 603950.

² ИРЭ РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская область, 141120.

*zdorovei@nifti.unn.ru

Исследованы ферромагнитные пленки $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$, полученные методом электронно-лучевого испарения в высоком вакууме, с осью лёгкого намагничивания, направленной перпендикулярно плоскости пленки. Показана возможность создания магнитонезависимых спиновых светоизлучающих диодов, функционирующих при комнатной температуре.

Создание и исследование спиновых светоизлучающих диодов с циркулярно-поляризованным излучением (ССИД), работающих в широком диапазоне длин волн (0.9-1.3 мкм) с возможностью функционирования в отсутствие внешнего магнитного поля, считается одной из основных научных задач в области спинтроники. При этом важным условием для функционирования ССИД является сохранение остаточной намагниченности (ФМ) инжектора в направлении, перпендикулярном поверхности структур (геометрия Фарадея). В данной работе в качестве ферромагнитного инжектирующего контакта были применены материалы с перпендикулярной анизотропией намагниченности [1,2], представляющие собой многослойные пленки сплава $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$.

Исследованные ССИД представляли собой гибридную структуру – ФМ-металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник. Полупроводниковая часть светоизлучающих диодов на основе структур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs была сформирована методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении. На поверхность структур методом электронно-лучевого испарения в высоком вакууме в едином технологическом процессе осаждались тонкий слой Al_2O_3 [3] и контакт Шоттки на основе сплава $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$ [2].

Наличие оси лёгкого намагничивания, расположенной перпендикулярно плоскости гетероструктуры, регистрировалось по магнитолевым зависимо-

стям намагниченности и магнитооптическим характеристикам при комнатной температуре. В частности, были получены зависимости угла Фарадея от магнитного поля при прохождении через образцы лазерного излучения с длиной волны 980 нм. На зависимостях зарегистрированы петли гистерезиса с коэрцитивным полем от 50 до 160 Э (рис. 1, кривая 1), в целом вид зависимостей подобен магнитолевым зависимостям намагниченности тех же структур (рис. 1, кривая 2). В нулевом магнитном поле получены ненулевые значения угла Фарадея, что свидетельствует о сохранении остаточной намагниченности слоя $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$. Величина угла фарадеевского вращения достигала $1.5 \cdot 10^6$ град/см в магнитном поле менее 100 Э. Полученная величина превышает известное значение (для длины волны 980-1000 нм) $8 \cdot 10^5$ град/см для пленок сплава $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$, толщиной 10-14 нм, выращенных на кристаллах MgO [4]. При этом авторы [4] указывают на уменьшение удельного вращения с увеличением толщины слоя $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ и связывают наблюдаемый эффект с появлением в более толстых пленках (≈ 50 нм) кристаллитов тетрагональной фазы с осью лёгкого намагничивания, лежащей в плоскости пленок. В связи с этим для полного технического насыщения пленки вдоль ее нормали требуется приложение больших полей.

Проведено исследование зависимости остаточной намагниченности от времени. Структура при этом намагничивалась полем 1300 Э, приложенным пер-

пендикулярно поверхности пленки, затем внешнее магнитное поле выключалось и измерялась зависимость намагниченности от времени на магнетометре переменного градиента магнитного поля. Обнаружено, что величина намагниченности сохраняется в течение длительного (более 72 часов) времени.

Были проведены исследования магнитных свойств поверхности ферромагнитных пленок CoPt методом магнитосиловой микроскопии (МСМ). Как видно из рис. 2, на поверхности данной пленки были зарегистрированы следующие виды магнитных структур: рис. 2,а – достаточно устойчивая (слабоподвижная) полосовая магнитная структура; рис. 2б – «круговые» подвижные магнитные структуры с характерным диаметром ≈ 100 нм. В первом случае вид магнитной картины соответствует полосовой структуре магнитной геликоидной спирали, находящейся в небольшом магнитном поле. Во втором случае наблюдается система магнитных вихрей (скирмионов) [5]. Вероятно, различия магнитной структуры обусловлены отличием в величине остаточной намагниченности слоёв $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$. Отметим, что в нашем случае, в отличие от [5], зарегистрирована устойчивая при комнатной температуре система магнитных вихрей, обуславливающая остаточную перпендикулярную магнитную анизотропию намагниченности.

Полученные пленки $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$ были применены в составе ФМ-инжектора для создания ССИД на основе гетероструктуры с квантовой ямой InGaAs/GaAs [2]. Из рис. 1, кривая 3, видно, что вид магнитопольевой зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции таких диодов ($P_{\text{эл}}$) подобен зависимостям угла вращения Фарадея (кривая 1) и намагниченности (кривая 2). Следовательно, можно заключить, что нам удалось получить ССИД, функционирующий в отсутствие внешнего магнитного поля (благодаря наличию остаточной намагниченности). Исследование временной эволюции степени циркулярной поляризации (аналогично методике измерения зависимости намагниченности от времени) показало неизменность эффекта в течение более 60 минут.

Таким образом, сформированы и исследованы контактные слои к спиновым светоизлучающим диодам на основе сплава CoPt. Измерения эффекта Фарадея подтвердили наличие оси легкого намагничивания, расположенной перпендикулярно плоскости пленки. Показана возможность использования слоёв $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$

для создания магнитонезависимых ССИД, функционирующих при комнатной температуре.

Рис. 1. Магнитопольевые зависимости угла Фарадея (1), намагниченности (2) и степени циркулярной поляризации (3) [2] для гетероструктуры, содержащей слой $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$. Измерения выполнены при комнатной температуре

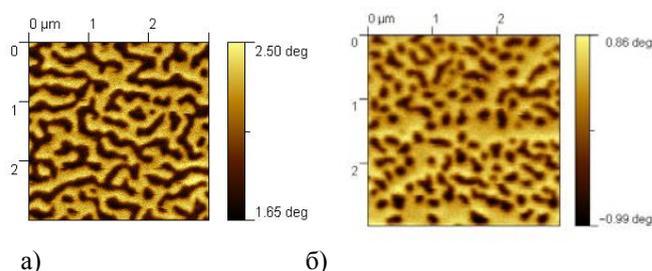


Рис. 2. МСМ-изображения пленки $\text{Co}_{45}\text{Pt}_{55}$ при различных значениях остаточной намагниченности

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты №8.1054.2014/К и №3.285.2014/К, №3423) Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824_а, 15-38-20642мол_а_вед и 16-07-01102_а).

Авторы выражают глубокую благодарность в.н.с. НИФТИ ННГУ Б.Н. Звонкову за выращивание полупроводниковых структур.

Литература

1. H. Sato, T. Shimatsu, Y. Okazaki, *et al.* // J. Appl. Phys., 2008, V.103, P.07E114.
2. А.В. Здоровейщев, М.В. Дорохин, П.Б. Демина и др. // Физика и техника полупроводников, 2015, Т. 49, Вып. 12, С. 1649.
3. Бобров А.И., Данилов Ю.А., Дорохин М.В. и др. // Поверхность, 2015, № 7, С. 57.
4. Е.М. Артемьев, М.Е. Артемьев // Физика твердого тела, 2010, Т. 52, В. 11, С. 2128.
5. X.Z. Yu, Y. Onoseet, *et al.* // Nature, 2010, V. 465, 901.

Магнитоэлектрический эффект в неколлинеарных магнитных системах

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

Рассчитан магнитоэлектрический эффект в ферромагнитной частице с вихревым распределением намагниченности в присутствии как обменного, так и спин-орбитального взаимодействия. Эффект заключается в разделении зарядов и возникновении электрической поляризации в неколлинеарно намагниченной системе и появляется благодаря наличию двух типов взаимодействия: обменное взаимодействие приводит к возникновению в равновесии отличного от нуля тензора спиновых токов, а спин-орбитальное рассеяние на примесях отвечает за трансформацию спинового тока в электрический и, как следствие, разделение зарядов. Оценки для наноструктур, в которых реализуется вихревое распределение магнитного момента, дают разность потенциалов порядка нескольких милливольт.

Возможность управления магнитным состоянием ферромагнетика с помощью электрического поля в настоящее время вызывает значительный интерес к системам, магнитные и электрические свойства которых взаимосвязаны. Магнитоэлектрический эффект возникает в средах, в которых нарушается симметрия по отношению к обращению времени и пространственной инверсии. Указанный эффект в системах с нецентросимметричным пространственно-неоднородным распределением магнитного момента иногда называют флексомагнитоэлектрическим.

Ограничиваясь вторым порядком по намагниченности и младшими пространственными производными, электрическую поляризацию \mathbf{P} чисто обменной природы можно из симметричных соображений записать в виде [1,2]

$$\mathbf{P} = \chi_e^{ex} \nabla(\partial \mathbf{M} / \partial x_i)^2. \quad (1)$$

Как видно из (1), \mathbf{P} содержит третью производную намагниченности \mathbf{M} и поэтому мала [2]. Если же учесть спин-орбитальное взаимодействие, можно связать \mathbf{P} с равновесным тензором спиновых токов j_{ik} [3,4]: $P_l = u e_{lik} j_{ik}$, здесь e_{lik} – тензор Леви–Чивита. Запишем в обменном приближении тензор спиновых токов:

$$j_{ik} = a [\mathbf{M} \times \partial \mathbf{M} / \partial x_i]_k. \quad (2)$$

Тогда поляризацию можно записать в виде [5]

$$\mathbf{P} = \chi_e^{so} (\mathbf{M} \operatorname{div} \mathbf{M} - [\mathbf{M} \times \operatorname{rot} \mathbf{M}]). \quad (3)$$

Описываемая формулой (3) \mathbf{P} пропорциональна первой производной \mathbf{M} , но при этом линейна по малой константе спин-орбитального взаимодействия.

В [1] формула (1) получена в классической модели движения электронов проводимости с учётом спина. В данной работе в рамках классической модели получена формула (3). Гамильтониан можно записать в виде

$$H = \mathbf{p}^2 / 2m + J / \hbar (\mathbf{l}, \mathbf{M}), \quad (4)$$

\mathbf{l} – собственный магнитный момент частицы, J – обменная константа, \mathbf{M} нормирована на единицу. Тогда уравнения движения имеют вид

$$m \ddot{x}_i = -J (\mathbf{l}, \partial \mathbf{M} / \partial x_i), \quad (5)$$

$$\dot{\mathbf{l}} = -J [\mathbf{l} \times \mathbf{M}]. \quad (6)$$

Решая уравнение (6) в первом порядке по параметру адиабатичности $\beta = \hbar |\dot{\mathbf{M}}| / J$, получим

$$\mathbf{l} = l_0 \left(\mathbf{M} - \frac{1}{J} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right] \dot{x}_i \right), l_0 = \pm \hbar / 2. \quad (7)$$

Нетрудно видеть, что поправка к \mathbf{l} в (7) при вычислении среднего по импульсу спинового тока $j_{ik} = \dot{x}_i l_k$ даёт выражение (2).

Для того чтобы учесть спин-орбитальное взаимодействие в виде рассеяния на примесях, воспользуемся формулой для тока с учётом аномальной скорости [6]:

$$\mathbf{j} = -e \int \left(\mathbf{v} + \frac{m\alpha}{\tau^\sigma} [\mathbf{v} \times \mathbf{s}] \right) f d\mathbf{v} / (2\pi)^3, \quad (8)$$

здесь $\mathbf{I} = \hbar/2\mathbf{s}$, α – константа спин-орбитального взаимодействия, τ^σ – время релаксации импульса, f – функция распределения Ферми. Вычисляя поправку к току и предполагая, что она компенсируется током проводимости, связанным с возникающим в среде электрическим полем $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, получаем электрическое поле, индуцированное неоднородной намагненностью:

$$\mathbf{E} = \eta (\mathbf{M} \operatorname{div} \mathbf{M} - [\mathbf{M} \times \operatorname{rot} \mathbf{M}]), \quad (9)$$

$$\eta = \frac{\hbar/\tau^\sigma}{e} \frac{\sigma^H}{\sigma}, \quad (10)$$

где $\sigma^H/\sigma = m\alpha/\tau^\sigma$ – отношение аномальной холловской проводимости к проводимости среды. Из формулы (10) видно, что с увеличением частоты соударений электронов проводимости с примесями величина магнитоэлектрического эффекта возрастает.

Рассмотрим для примера бесконечный по z магнитный вихрь без кора: $\mathbf{M} = \mathbf{e}_\phi$ (рисунок 1). Ранее в таком вихре была рассчитана электрическая поляризация в чисто обменном приближении [2], а также магнитоэлектрический эффект, связанный с суперобменным взаимодействием [4]; кроме того, как показано в [7], в такой системе возникает линейная по приложенному внешнему полю электрическая поляризация. Согласно формуле (9), электрическое поле записывается в виде $\mathbf{E} = \eta \mathbf{r}/r^2$, \mathbf{r} – проекция радиус-вектора на плоскость вихря. Таким образом, в отличие от [1,2], поле пропорционально $1/r$, а не $1/r^3$, и имеет вид поля заряженной нити. С другой стороны, η содержит малый параметр σ^H/σ . Магнитоэлектрический эффект, связанный с суперобменным взаимодействием [4], имеет такую же зависимость от r , как и рассчитанный в данной работе. Малым параметром в этом случае является отношение константы суперобмена к энергии перехода электрона между ближайшими соседями.

Проведён квантово-механический расчёт магнитоэлектрического эффекта в вихре в приближении медленно изменяющейся \mathbf{M} (линейное приближение по $|\mathbf{M}'|/k_F$), в линейном приближении по константе спин-орбитального взаимодействия α . Для учёта спин-орбитального взаимодействия была использована формула (8). С точностью до линейных

по малому параметру J/ε_F слагаемых электрическая поляризация в точности совпадает с классическим выражением (9),(10).

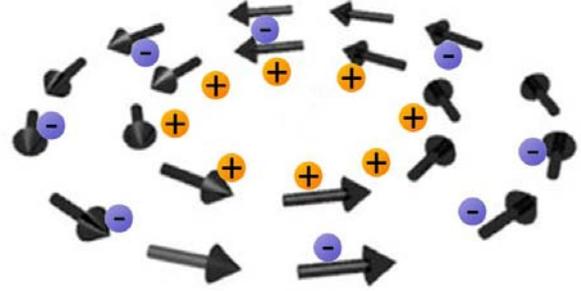


Рис. 1. Разделение зарядов в магнитном вихре

В заключение приведём оценку рассчитанного магнитоэлектрического эффекта в латерально ограниченном вихре, намагненность которого равна $\mathbf{M} = \mathbf{e}_\phi$ при $r_{in} < r < r_{out}$. В соответствии с (9) электрический потенциал имеет вид $\psi = -\eta \ln r$. Таким образом, разность потенциалов у кора и на периферии вихря равна $\Delta\psi = \eta \ln(r_{out}/r_{in})$. Для переходных металлов $\sigma^H/\sigma \sim 0.01$, время релаксации импульса $\tau^\sigma \sim 10^{-14}$ с. Это даёт значение $\eta \sim 0.7$ мВ. Возьмём радиус вихря $r_{out} \sim 1$ мкм, радиус кора $r_{in} \sim 10$ нм. Тогда разность потенциалов у кора и на периферии составляет $\Delta\psi \sim 3$ мВ. Таким образом, данный эффект достаточно велик для экспериментального обнаружения в металлических наночастицах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-32-00527).

Литература

1. Y. Aharonov, A. Stern // Phys. Rev. Lett., V. 69, 3593 (1992).
2. О.Г. Удалов // XVII международный симпозиум "Нанофизика и нанoeлектроника" (Н. Новгород, 11-15 марта 2013 г.), 173 (2013).
3. H. Katsura, N. Nagaosa, A.V. Balatsky // Phys. Rev. Lett., V. 95, 057205 (2005).
4. P. Bruno, V. K. Dugaev // Phys. Rev. B, V. 72, 241302(R) (2005).
5. В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский // Письма в ЖЭТФ, Т. 37, 565 (1983); M. Mostovoy // Phys. Rev. Lett., V. 96, 067601 (2006).
6. S. Zhang // Phys. Rev. Lett., V. 85, 393 (2000).
7. K.T. Delaney, M. Mostovoy, N.A. Spaldin // Phys. Rev. Lett., V. 102, 157203 (2009).

Влияние электрического поля на ферромагнитный резонанс в плоскостной магнитной системе

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 рамках исследования влияния электрического поля на ферромагнитный резонанс (ФМР) в плоско-слоистой магнитной системе рассмотрено две задачи. Во-первых, показано, что собственные частоты ферромагнитного резонанса системы, состоящей из двух магнитных слоёв, разделённых тонкой диэлектрической прослойкой, зависят от приложенного в плоскости слоёв постоянного электрического поля. Во-вторых, продемонстрировано, что в такой системе возможно возбуждение высокочастотных колебаний намагниченности переменным электрическим СВЧ-полем. При приложении постоянного магнитного поля в плоскости слоёв для возбуждения колебаний намагниченности электрическим полем СВЧ-волны она должна быть поляризована таким образом, чтобы вектор переменного электрического поля был сонаправлен с постоянным магнитным полем. В случае, если постоянное магнитное поле перпендикулярно плоскости слоёв, роль в возбуждении колебаний намагниченности играет проекция электрического поля СВЧ-волны на плоскость слоёв. В работе обсуждается возможность экспериментального наблюдения эффекта.

В настоящее время значительный интерес вызывает влияние электрического поля на среды с магнитным упорядочением [1]. Связь магнитного момента и электрической поляризации системы называется магнитоэлектрическим эффектом и активно исследуется в связи с перспективами применения в новых устройствах спинтроники. Магнитоэлектрический эффект возникает в средах, в которых нарушается симметрия по отношению к обращению времени и пространственной инверсии. В случае, если нецентросимметричность системы определяется пространственно-неоднородным распределением магнитного момента, данный эффект называют флексомагнитоэлектрическим. В настоящей работе рассмотрено влияние электрического поля на ферромагнитный резонанс в плоско-слоистой системе, состоящей из двух неколлинеарно намагниченных слоёв, разделённых изолирующей прослойкой, которое позволит экспериментально определить константу флексомагнитоэлектрического эффекта в такой системе.

Влияние электрического поля на спиновые волны, вызванное флексоэлектрической связью, было теоретически рассчитано для среды с пространственно-неоднородной намагниченностью $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r})$ в работе [2]. В этой работе поправка к энергии системы, вызванная связью электрической поляриза-

ции и магнитного момента, записана феноменологически. Получим аналогичное феноменологическое выражение для плоско-слоистой среды, состоящей из двух ферромагнитных слоёв, разделённых диэлектрической прослойкой. Равновесный тензор спиновых токов j_{ik} в такой системе отличен от нуля в случае, когда намагниченности слоёв \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 неколлинеарны [3]. Ограничиваясь вторым порядком по намагниченности и младшими пространственными производными, в обменном приближении j_{ik} можно записать в виде

$$j_{ik} = a n_i [\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2]_k, \quad (1)$$

\mathbf{n} – вектор нормали к слоям (направленный от первого слоя ко второму, нормированный на единицу). Электрическая поляризация среды \mathbf{P} имеет вид

$$P_l = u e_{ikl} j_{ik} = \chi_e [\mathbf{n} \times [\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2]]_l, \quad (2)$$

e_{ikl} – тензор Леви-Чивита. Поскольку формула (2) не обладает обменной симметрией, она даёт отличную от нуля поляризацию среды лишь при учёте спин-орбитального взаимодействия. При наличии внешнего электрического поля \mathbf{E} объёмная плотность свободной энергии системы будет содержать вклад:

$$\delta F = \chi_e ([\mathbf{n} \times \mathbf{E}]_l [\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2]_l). \quad (3)$$

Введём обозначение $\mathbf{a} = [\mathbf{n} \times \mathbf{E}]$, тогда \mathbf{a} определяется проекцией поля \mathbf{E} на плоскость слоёв. Будем поэтому считать, что \mathbf{E} лежит в данной плоскости. Наличие вклада в свободную энергию вида (3) означает, во-первых, что постоянное электрическое поле, приложенное к системе, должно влиять на частоту ферромагнитного резонанса, и, во-вторых, что высокочастотные колебания магнитного момента могут быть возбуждены электрическим полем СВЧ-волны.

Рассмотрим вначале случай, в котором к системе приложено постоянное поле \mathbf{E} . Для нахождения спектра колебаний используется уравнение Ландау–Лифшица:

$$\dot{\mathbf{M}}_i = -\gamma [\mathbf{M}_i \times \mathbf{H}_i^{eff}], \quad (4)$$

при этом \mathbf{H}_i^{eff} содержит вклад вида $\chi_e [\mathbf{M}_1 \times [\mathbf{M}_2 \times \mathbf{a}]]$ для первого и $-\chi_e [\mathbf{M}_1 \times [\mathbf{M}_2 \times \mathbf{a}]]$ для второго слоя. Линеаризуя систему уравнений (4) вблизи равновесного состояния в постоянном внешнем магнитном поле \mathbf{H} ($H > 4\pi M$), получим резонансные частоты

$$\begin{aligned} \omega_1^\perp &= \gamma(H - 4\pi M), \\ \omega_2^\perp &= \gamma \sqrt{(H - 4\pi M)^2 + 2V^2} \end{aligned} \quad (5)$$

для случая $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ и

$$\begin{aligned} (\omega_{1,2}^\parallel)^2 &= \gamma(H(H + 4\pi M) + V^2 \pm b), \\ b &= V \sqrt{V^2 \cos^4 \varphi + 4H(H + 4\pi M) \sin^2 \varphi} \end{aligned} \quad (6)$$

для $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$. Здесь $V = \chi_e M E$, φ – угол между \mathbf{E} и \mathbf{H} , предполагается, что $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M$. Как видно из (5), при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ резонансная частота для одной из мод не зависит от электрического поля \mathbf{E} . Кроме того, в случае $\chi_e E \ll 1$ поправка, линейная по $\chi_e E$, остаётся только для $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ и имеет максимум $\delta\omega_{1,2} = \pm \gamma V$ при $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$. Данная конфигурация оптимальна для наблюдения сдвига резонансных частот электрическим полем.

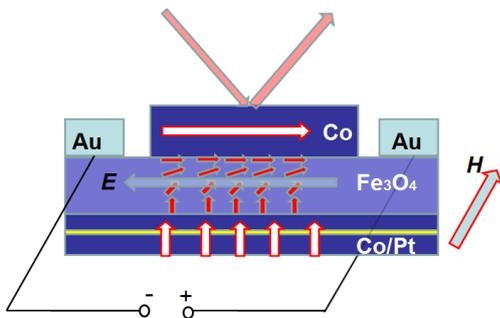


Рис. 1. Схема возможного эксперимента по наблюдению сдвига частоты ФМР, связанного с флексомагнитоэлектрическим эффектом

Рассчитанный сдвиг частоты ФМР можно наблюдать в эксперименте, схема которого показана на рисунке 1. Электрическое поле создаётся в диэлектрическом зазоре между ферромагнетиками (возможно использование ферромагнитного диэлектрика); методика измерения спектра ФМР является общепринятой.

В рамках решения задачи о возбуждении колебаний намагниченности электрическим полем волны вычислена флексоэлектрическая восприимчивость η_{ij}^1 , η_{ij}^2 , связывающая высокочастотную поправку к намагниченности $\mathbf{m}_{1,2}$ с электрическим СВЧ-полем \mathbf{e} ($m_{1,2i} = \eta_{ij}^{1,2} e_j$). Линеаризуя, как и выше, (4), для случая $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ получаем, вводя обозначение

$$D_{\parallel} = \omega(\omega^2 - \gamma^2 H(H + 4\pi M)), \quad (7)$$

ненулевые компоненты η_{ij}^1 (считаем, что $\mathbf{n} \parallel oz$):

$$\eta_{yx}^{\parallel 1} = \frac{i\omega^2 \gamma \chi_e M^2}{D_{\parallel}}, \eta_{zx}^{\parallel 1} = \frac{\omega \gamma^2 \chi_e M^2 H}{D_{\parallel}}. \quad (8)$$

Аналогичные вычисления для случая $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ дают

$$D_{\parallel} = \omega(\omega^2 - \gamma^2 (H - 4\pi M)^2); \quad (9)$$

$$\eta_{xx}^{\perp 1} = -\eta_{yy}^{\perp 1} = -\omega \gamma^2 \chi_e M^2 (H - 4\pi M) / D_{\perp}, \quad (10)$$

$$\eta_{xy}^{\perp 1} = -\eta_{yx}^{\perp 1} = -i\omega^2 \gamma \chi_e M^2 / D_{\perp}.$$

При этом в обоих случаях $\eta_{ij}^2 = -\eta_{ij}^1$.

Анализируя формулы (7)-(10), заметим, что при приложении \mathbf{H} в плоскости слоёв колебания намагниченности возбуждаются компонентой \mathbf{e} , параллельной \mathbf{H} , а при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ – любой компонентой \mathbf{e} в плоскости слоёв. Для экспериментального наблюдения эффекта удобно выбрать $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ и поляризацию СВЧ-волны, в которой магнитное поле $\mathbf{h} \parallel \mathbf{n}$ (не возбуждает колебаний намагниченности), а электрическое $\mathbf{e} \perp \mathbf{n}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-32-00527, № 14-02-00448).

Литература

1. А.П. Пятаков, А.К. Звездин // УФН, Т. 182, 593 (2012).
2. D.L. Mills, I.E. Dzyaloshinskii // Phys. Rev. B, V. 78, 184422 (2008).
3. J. Wang, K.S. Chen // J. Phys.: Condens. Matter 19, 236215 (2007); Y. G. Shen, Z. H. Yang // Europhys. Lett., V. 78, 17003 (2007).

Сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии, вызванное когерентным и некогерентным возмущением решетки в магнитострикционном металле FeGa

В.Н. Кац¹, Т.Л. Linnik², А.С. Саласюк¹, А.В. Rushforth³, М. Wang³, Р. Wadley³, А.В. Akimov³, S.A. Cavill⁴, V. Holly⁵, А.М. Kalashnikova^{1,*}, А.В. Scherbakov^{1,§}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, 194021, Россия.

² Department of Theoretical Physics, V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Kyiv, 03028, Ukraine.

³ School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham, NG7 2RD, United Kingdom.

⁴ Department of Physics, University of York, Heslington, York, YO10 5DD, United Kingdom.

⁵ Faculty of Mathematics and Physics, Charles University in Prague, Prague 2, 121 16, Czech Republic.

*kalashnikova@mail.ioffe.ru, §scherbakov@mail.ioffe.ru

Мы представляем результаты экспериментального исследования лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в тонкой пленке магнитострикционного металла галфенола Fe₈₁Ga₁₉, выращенной на низкосимметричной подложке (311)-GaAs. Показано, что возбуждение прецессии является следствием изменения магнитокристаллической анизотропии. Анализ экспериментальных данных и теоретическое рассмотрение позволили впервые надежно разделить два конкурирующих вклада в процесс изменения магнитной анизотропии металлической пленки за счет оптически-индуцированных некогерентных (нагрев решетки) и когерентных (деформация) фононов.

Введение

Фемтосекундные лазерные импульсы открывают новые возможности для управления состоянием магнитных наноструктур на рекордно коротких временах [1]. Поэтому понимание того, какие лазерно-индуцированные процессы в электронной, фононной и спиновой системах отвечают за изменение магнитных параметров различных сред, является одной из важнейших тем современной физики конденсированного состояния.

В магнитных металлах и наноструктурах на их основе лазерно-индуцированное изменение магнитокристаллической анизотропии является одним из основных процессов, определяющих отклик на воздействие коротких и мощных лазерных импульсов. Такое изменение преимущественно рассматривается как результат мгновенного увеличения температуры (*некогерентное возмущение*) решетки [2]. С другой стороны, нагрев решетки неизбежно приводит к генерации импульсов деформации, которые, в свою очередь, также могут оказывать влияние на величину и характер магнитокристаллической анизотропии [3], а также к воз-

никновению квазистатической деформации, роль которой в сверхбыстром изменении анизотропии остается неизученной. На настоящий момент отсутствует качественный и количественный сравнительный анализ вкладов в лазерно-индуцированное изменение анизотропии за счет *когерентного* (деформация) и некогерентного возмущений решетки.

Образцы и методика эксперимента

В качестве объекта исследований была выбрана пленка магнитострикционного металлического сплава – галфенола Fe₈₁Ga₁₉ толщиной 100 нм, выращенная методом магнетронного распыления на подложке GaAs [4], вырезанной перпендикулярно кристаллографическому направлению [311]. Хотя пленка имела поликристаллическую структуру, она может рассматриваться как монокристаллическая с точки зрения магнитокристаллического и упругого вкладов в анизотропию, так как разориентация кристаллографических осей, формирующих пленку нанокристаллов, составляла несколько градусов. В равновесном состоянии ось легкого намагничивания близка к оси [0 $\bar{1}$ 1].

Исследование кинетики намагниченности, индуцированной воздействием фемтосекундных лазерных импульсов, проводилось по методике магнитооптической накачки-зондирования. Для возбуждения использовались импульсы накачки с центральной длиной волны 1030 нм, длительностью 190 фс и плотностью энергии 10 мДж/см². Отклик намагниченности на такое возбуждение детектировался посредством измерения магнитооптического керровского вращения плоскости поляризации импульсов зондирования (1030 нм, 190 фс, 10 мкДж/см²), задержанных по отношению к импульсам накачки на определенное время t . Изменения поворота плоскости поляризации пропорциональны изменениям проекции намагниченности на нормаль к пленке. Измерения проводились при комнатной температуре в постоянном внешнем магнитном поле $B=0-500$ мТ, приложенном вдоль направления трудного намагничивания [233]. В такой геометрии лазерно-индуцированные изменения магнитной анизотропии должны приводить к возбуждению прецессии намагниченности.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлена лазерно-индуцированная кинетика намагниченности, измеренная в поле 150 и 500 мТ. Во временных зависимостях намагниченности наблюдаются затухающие осцилляции с зависящей от поля частотой f . Таким образом, фемтосекундные лазерные импульсы индуцируют прецессию намагниченности, что указывает на сверхбыстрое изменение магнитной анизотропии пленки.

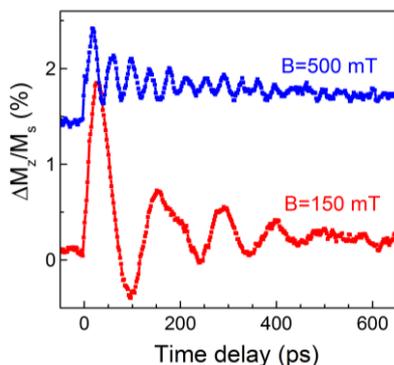


Рис. 1. Лазерно-индуцированные относительные изменения проекции намагниченности на нормаль к пленке в зависимости от времени задержки между импульсами накачки и зондирования, измеренные при разных напряженностях внешнего магнитного поля B

Полученные осциллирующие сигналы (рис. 1) могут быть хорошо описаны выражением

$$\Delta M_z(t) = \Delta M_z^{\max} \exp(-t/\tau_M) \sin(2\pi ft - \psi_0), \quad (\Phi 1)$$

где τ_M - характерное время затухания прецессии, а ψ_0 - начальная фаза прецессии. Важным результатом оказалось то, что зависимость начальной фазы прецессии ψ_0 имеет немонотонный характер, изменяясь от промежуточного значения до 0 при увеличении поля B до 150 мТ, а затем увеличиваясь до $\pi/2$ в поле $B=500$ мТ. Такая нетривиальная зависимость позволила нам сделать вывод о том, что имеют место два конкурирующих вклада в лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии.

Теоретический анализ возможных механизмов лазерно-индуцированного изменения магнитной анизотропии в низкосимметричной пленке $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ позволил впервые надежно разделить и дать численные оценки двум доминирующим вкладом. Первый связан с лазерно-индуцированным нагревом решетки и оказывает влияние на магнитную анизотропию преимущественно в области слабых магнитных полей $B < 150$ мТ. Второй же связан с квазистатической деформацией вследствие лазерно-индуцированного нагрева и проявляется как в слабых полях, так и в сильных, становясь доминирующим.

Следует особо отметить, что именно выбор низкосимметричной пленки $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ позволил впервые как качественно, так и количественно сравнить вклады от когерентной и некогерентной лазерно-индуцированной динамики решетки в изменения магнитной анизотропии.

Исследования в ФТИ им. Иоффе РАН выполнены при поддержке Программы Правительства РФ П220 (№ 14В.25.31.0025), РФФИ (№ 15-02-08419) и РАН. AWR благодарит Career Acceleration Fellowship (EP/H003487/1), EPSRC, UK.

Литература

1. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing // Review of Modern Physics, V. 82, 2731 (2012).
2. E. Carpene, E. Mancini, D. Dazzi, et al. // Physical Review B, V. 81, 060415 (2010).
3. J.V. Jäger, A.V. Scherbakov, B.A. Glavin, et al. // Physical Review B, V. 92, 020404 (2015).
4. D. E. Parkes, L. R. Shelford, P. Wadley, et al. // Scientific Reports V. 3, 2220 (2013).

Влияние магнитостатического взаимодействия на эффективную анизотропию массивов Co нанополосок

А.Г. Козлов^{1,*}, М.Е. Стеблей¹, А.С. Самардак¹, А.В. Огнев¹,
А.В. Давыденко¹, Л.А. Чеботкевич¹

¹ Школа естественных наук ДВФУ, ул. Суханова, 8, Владивосток, 690091.

*kozov.ag@dvfu.ru

В данной работе исследовались доменная структура и магнитные параметры (критические поля и эффективная магнитная анизотропия) массивов нанополосок. В нанополосках реализуются две магнитные анизотропии (анизотропия формы и анизотропия наклонного осаждения), направленные в плоскости образца под различными углами по отношению друг к другу. Проведено микромагнитное моделирование распределения намагниченности в области доменных границ. Показано влияние диполь-дипольного взаимодействия между полосками в массивах на доменную структуру и эффективную магнитную анизотропию.

Введение

Системы с конкурирующими магнитными анизотропиями могут характеризоваться высокой плотностью доменных границ, что может быть использовано для разработки логических устройств и магниторезистивной памяти [1,2]. Если в системе существуют две одноосные анизотропии, направленные под углом α друг к другу, то в такой системе появится эффективная анизотропия, величина и направление которой будут зависеть от параметров наведенных одноосных анизотропий. В массивах магнитостатическое взаимодействие между полосками будет влиять на параметры эффективной анизотропии и доменную структуру [3,4].

Методика эксперимента

Были сформированы серии отдельных нанополосок и массивов нанополосок кобальта с помощью методов электронно-лучевой литографии и магнетронного напыления. Размеры полосок были следующими: высота – 13 нм, ширина – 1500 нм, длина – 30000 нм, расстояние 200 нм. В массивах были реализованы две одноосные анизотропии – анизотропия формы полосок K_{shape} и анизотропия, индуцированная за счет эффекта самозатенения при наклонном осаждении магнитного материала, K_u . Анизотропия формы направлена вдоль длинной стороны полосок, а анизотропия, наведенная косым осаждением, направлена в плоскости, под углами $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ и 90° к оси полосок. Магнитные свойства исследованы при помощи магнитооптического эффекта Керра на магнитометре NanoMOKE

II. Сканирование топологии поверхности и магнитной структуры проводилось при помощи магнитно-силового микроскопа (МСМ) Ntegra Aura. Микромагнитное моделирование проводилось при помощи программного пакета OOMMF.

Результаты и обсуждение

Магнитометрические измерения петель гистерезиса, снятых в плоскости образцов под различными азимутальными углами, позволили экспериментально определить направление оси легкого намагничивания эффективной анизотропии отдельных полосок, а также массивов полосок.

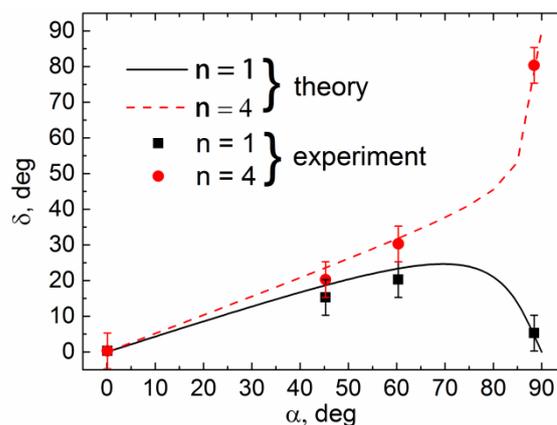


Рис. 1. Теоретические зависимости угла поворота эффективной анизотропии от взаимной ориентации анизотропий K_u и K_{shape}

Используя значения $K_{\text{shape}} = 1,2 \times 10^5$ эрг/см³ и $K_{\text{shape}} = 8,4 \times 10^4$ эрг/см³ для одной и четырех поло-

сок соответственно, $K_u = 1 \times 10^5$ эрг/см³ найденные экспериментально, рассчитаны значения δ между направлением K_{eff} и осью полосок для различных α по формуле:

$$\delta = \frac{1}{2} \arctg \frac{K_u \sin 2\alpha}{K_{\text{shape}} + K_u \cos 2\alpha} \quad (\phi 1)$$

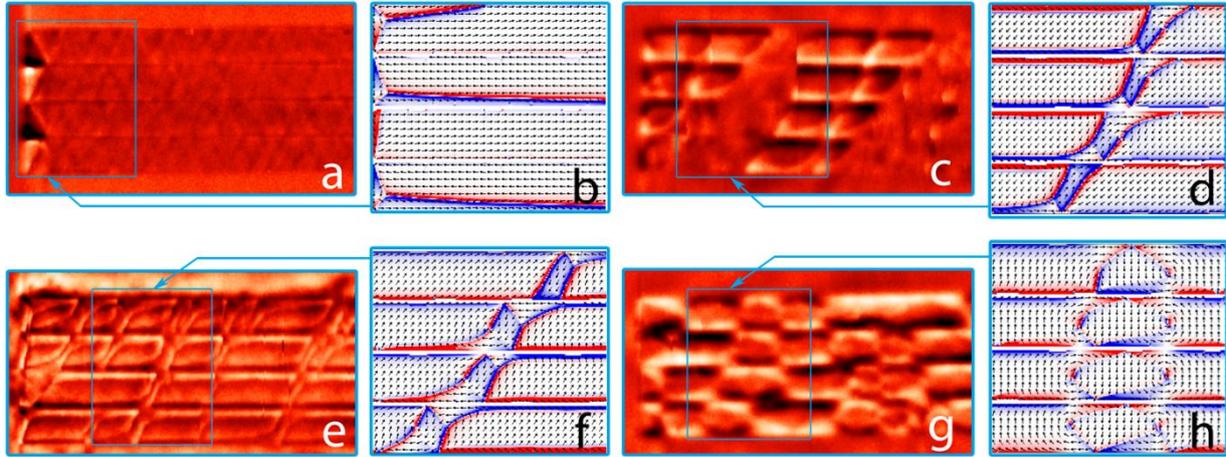


Рис. 2. MCM-изображения доменной структуры (a, c, e, g) и микромагнитное моделирование (b, d, f, h) массивов полосок с $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ и 90°

На рис. 2 (a, c, e, g) представлены MFM-изображения доменной структуры массивов полосок с $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ и 90° соответственно в поле $H = -H_c$. Чередующийся светлый и темный магнитный контраст в полосках массива с $\alpha = 0^\circ$ свидетельствует о замыкании магнитного потока на концах полосок. Намагниченность в соседних полосках направлена антипараллельно вдоль оси массива. Наблюдается тонкая магнитная структура, которая характеризует дисперсию намагниченности в поликристаллических образцах. Когда $\alpha = 45^\circ$ и 60° , в поле $H = -H_c$, наблюдается иная доменная структура. На рис. 2 (d, f) приведены результаты микромагнитного моделирования, согласно которым намагниченность в доменах направлена вдоль оси анизотропии, наведенной косым осаждением. Домены разделены асимметричными неелевскими доменными границами. Согласно моделированию, перемагничивание происходит посредством образования и смещения вихревых доменных границ. При $\alpha = 90^\circ$ наблюдается ламинарная доменная структура для каждой полоски в массиве. Намагниченность в соседних доменах направлена антипараллельно, вдоль короткой стороны. В доменах соседних полосок намагниченность сонаправлена. Замыкание потока происходит между соседними полосками.

Как видно из графика, значения δ для массивов всегда больше, чем для отдельных полосок. Увеличение δ в массивах связано с уменьшением анизотропии формы, за счет появления магнитостатического взаимодействия между полосками. Теоретические расчеты хорошо согласуются с экспериментально полученными значениями.

Представленные типы магнитной структуры показывают, что в случае сонаправленной ориентации анизотропий перемагничивание в поле, приложенном вдоль короткой стороны проволок, проходит путем когерентного вращения векторов намагниченности, а в случае, когда анизотропии ориентированы под некоторым углом друг к другу, перемагничивание происходит посредством образования доменной структуры.

Литература

1. A.V. Davydenko, E.V. Pustovalov, A.V. Ognev, and L.A. Chebotkevich // IEEE Trans. Magn., V. 48, 11, pp. 3128–3131 (2012).
2. S.S.P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas // Science, V. 320, 5873, pp. 190-194(2008).
3. A.G. Kozlov, M.E. Stebliy, A.V. Ognev, A.S. Samardak and L.A. Chebotkevich // IEEE Trans. Magn., V. 51, 11, 07128710 (2015).
4. A.G. Kozlov, M. Stebliy, A. Davydenko, A.S. Samardak, A. Ognev, L. Chebotkevich // IEEE Int. Magn. Conf., INTERMAG., 7156583 (2015).

Анизотропия магнитооптического отклика двумерных периодических наноструктур на основе пермаллоя

И.А. Колмычек^{1,*}, В.Л. Крутянский¹, А. Maziewski², N. Tahir², А. Adeyeye³, Т.В. Мурзина¹

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, ГСП-2, Москва, 119991.

² Faculty of Physics, University of Białystok, ul. K. Ciołkowskiego 1L, Białystok, Poland, 15-245.

³ Department of Electrical and Computer Engineering, National University of Singapore, Engineering Drive 3, Singapore, 117576.

*irisha@shg.ru

Экспериментально исследована азимутальная анизотропия линейного и квадратичного магнитооптического отклика двумерного упорядоченного массива пермаллоевых структур типа «antidots». Эксперимент сопровождается расчетом распределения намагниченности в исследуемой структуре и анализом симметрии магнитоиндуцированных компонент тензора квадратичной восприимчивости.

Введение

Структуры с неоднородным распределением намагниченности являются предметом интенсивных исследований в последнее время, так как они могут найти широкое применение в наноптонике, миниатюрных системах хранения информации и магнитооптических сенсорах. Мультислойные магнитные пленки с возможностью антиферромагнитного упорядочивания [1], магнитоплазменные наноструктуры [2], эпитаксиальные пленки обладают свойствами, отличными от объемных материалов. Новое направление здесь – периодические массивы наноструктур, обладающие азимутальной анизотропией. Например, есть много работ, посвященных массивам нанодисков, где взаимодействие между ними определяет распределение намагниченности (в частности возникновение магнитных вихрей), а следовательно, параметры магнитооптического отклика структуры [3].

Генерация второй гармоники (ВГ) является уникальным малоинвазивным методом исследования свойств поверхности, интерфейсов и наноструктур, так как в объеме centrosymmetric среды в электродипольном приближении она запрещена. Наличие намагниченности нарушает аксиальную симметрию структуры, что приводит к появлению дополнительных магнитоиндуцированных компонент тензора квадратичной восприимчивости [4]. Хорошо известно, что магнитооптические эффекты Керра и Фарадея во второй гармонике на порядки превышают их аналоги в линейном оптическом

отклике. Это мотивирует проведение исследований анизотропных магнитных структур методами нелинейной оптики, что, насколько нам известно, до сих пор практически не проводилось.

Образцы

Образцы представляли собой массив пермаллоевых ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) «antidots» на кремниевой подложке. Толщина слоя пермаллоя 30 нм, диаметр отверстий – 420 нм, отверстия расположены в узлах квадратной решетки со стороной около 600 нм.

Результаты

Меридиональный магнитооптический эффект Керра был исследован при различных азимутальных положениях образца. Измерены петли гистерезиса, из которых определены значения коэрцитивной силы. Оказалось, что магнитные свойства структуры существенно анизотропны – при нулевом азимутальном угле коэрцитивная сила примерно в 1,5 раза больше, чем при намагничивании вдоль стороны квадратного массива. То есть, у структуры есть ось легкого и тяжелого намагничивания. Данные результаты подтверждаются расчетами распределения намагниченности в структуре, проведенными в программном пакете «Object Oriented Micromagnetic Framework».

В нелинейно-оптических экспериментах в качестве источника излучения накачки использовался фемтосекундный титан-сапфировый лазер, работающий

на длине волны 800 нм. Падающее под углом 40 градусов р- или s-поляризованное зондирующее излучение фокусировалось на образце в пятно диаметром примерно 50 мкм. Излучение второй гармоники, зеркально отраженное от образца, отделялось фильтрами от волны на основной частоте и регистрировалось фотоэлектронным умножителем, работающим в режиме счета фотонов.

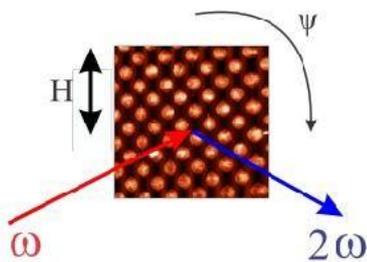


Рис. 1. Схема эксперимента по исследованию анизотропии магнитоиндуцированной второй гармоники. Положение образца при $\psi=0^\circ$

В первую очередь, было выяснено, что немагнитный квадратичный отклик азимутально изотропен, что характерно для структуры, обладающей симметрией 4-го порядка.

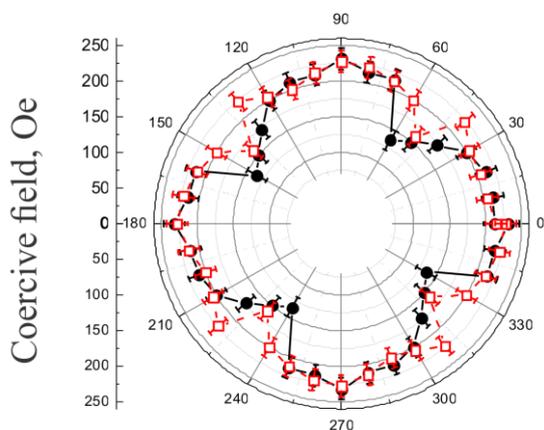


Рис. 2. Азимутальные зависимости коэрцитивной силы, определенной из гистерезисов магнитоиндуцированной второй гармоники при р- (красные символы) и s- (черные символы) поляризованном излучении накачки

В дальнейших экспериментах статическое магнитное поле до 400 Гс было приложено к образцу в экваториальной геометрии. Измерены гистерезисы магнитоиндуцированной второй гармоники при различных азимутальных положениях образца, откуда определены значения коэрцитивной силы и

величины магнитного контраста ВГ по формуле $\rho_{2\omega} = (I_{2\omega}(\uparrow) - I_{2\omega}(\downarrow)) / (I_{2\omega}(\uparrow) + I_{2\omega}(\downarrow)) 100\%$, где $I_{2\omega}(\uparrow)$ и $I_{2\omega}(\downarrow)$ - интенсивности ВГ для противоположных направлений магнитного поля. Результаты представлены на рисунках 2 и 3 (нулевой азимутальный угол соответствует приложению магнитного поля вдоль диагонали квадратной решетки). Азимутальные зависимости демонстрируют симметрию 4-го порядка, соответствующую симметрии структуры. Видно, что коэрцитивная сила при намагничивании вдоль диагонали квадратной решетки (при азимутальном угле $\psi=0^\circ$) превосходит примерно в полтора раза коэрцитивность при $\psi=45^\circ$, что согласуется с данными расчетов и линейного магнитооптического эффекта Керра.

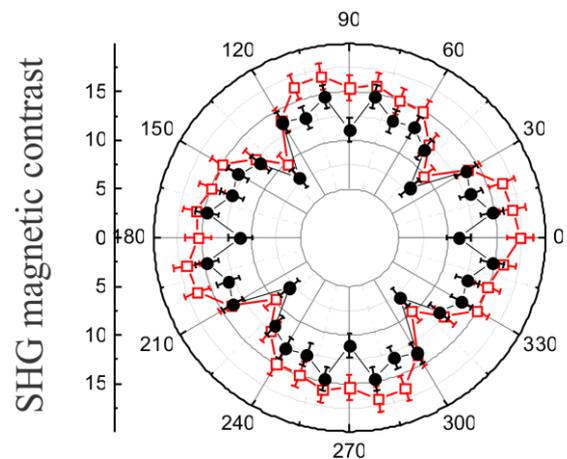


Рис. 3. Азимутальные зависимости магнитного контраста ВГ при р- (красные символы) и s- (черные символы) поляризованном излучении накачки

Магнитный контраст ВГ также достигает максимума при намагничивании вдоль диагонали квадратной решетки. Это связано со симметричными свойствами магнитоиндуцированных компонент тензора квадратичной восприимчивости для структуры, обладающей симметрией 4-го порядка.

Литература

1. I.A. Kolmychek, V.L. Krutyanskiy, T.V. Murzina, et al. // JOSA B, V. 32 (2), 331 (2015).
2. V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, et al. // Nature Nanotechnology, V. 6, 370 (2011).
3. M. Grimsditch, Y. Jaccard, I.K. Schuller, et al. // Phys. Rev. B, V. 58 (17), 11539 (1998).
4. R.-P. Pan, H.D. Wei, Y.R. Shen // Phys. Rev. B, V. 39, 1229 (1989).

Исследование гальвано-магнитных свойств кремния легированного висмутом

А.В. Королева^{1*}, А.В. Сухоруков¹, Д.В. Гусейнов¹, А.В. Кудрин¹,
С.А. Попков¹, А.П. Деточенко¹, А.А. Ежовский¹, А.А. Конаков¹,
В.А. Бурдов¹, Н.В. Абросимов², Н. Riemann²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия, 603950.

² Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str.,2, Berlin, Germany, 12489.

*dalika@inbox.ru

Рассмотрены особенности эффекта Холла и магнетосопротивления в образцах моноизотопного ²⁸Si, легированного Bi. Проведен анализ эффекта Холла в образцах с разной концентрацией висмута. Выдвинуто предположение о механизмах возникновения спинового эффекта Холла и проведено сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей.

Введение

Спинтроника является одним из перспективных направлений развития современной электроники. Работы в этой области ведутся уже много лет, однако множество научных и технических проблем все еще требуют решения. Одна из таких проблем - поиск материалов для полупроводниковой спинтроники. Интерес представляет кремний, легированный донорами с большой спин-орбитальной связью. Как показывали предыдущие исследования, в таком материале возможны ориентация спинов электронов проводимости и наблюдение явления спинового токопереноса.

Методика эксперимента

Для исследования были выбраны образцы кремния, легированного висмутом с разной концентрацией от 1.1×10^{13} до 7.7×10^{14} . Для изучения магнито-транспортных свойств образцов были исследованы эффекты Холла и магнетосопротивления. Измерения были проведены в температурном интервале 10-80 К.

Результаты и их обсуждение

У исследуемых образцов были обнаружены нелинейные зависимости сопротивления Холла от магнитного поля. Это говорит о том, что кроме нормального эффекта Холла в образцах появляется спиновый эффект Холла. При уменьшении температуры и увеличении концентрации висмута вклад спиновой составляющей возрастает (рис. 1).

Было сделано предположение, что экспериментальные зависимости напряжения Холла, показанные на рис. 2., представляют собой сумму нормального и спинового эффектов Холла. При этом в сильных полях происходит компенсация нормального эффекта спиновым.

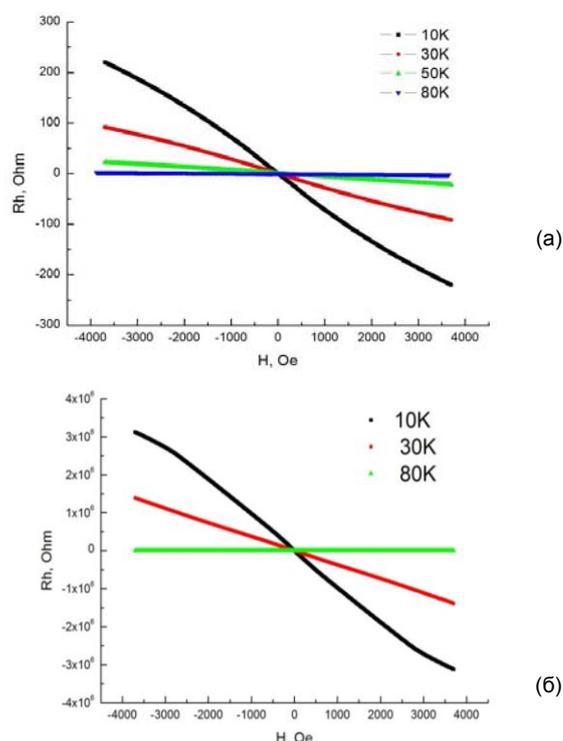


Рис. 1. Зависимость сопротивления Холла от магнитного поля для образцов (а - $N_d = 7.7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, б - $N_d = 2.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

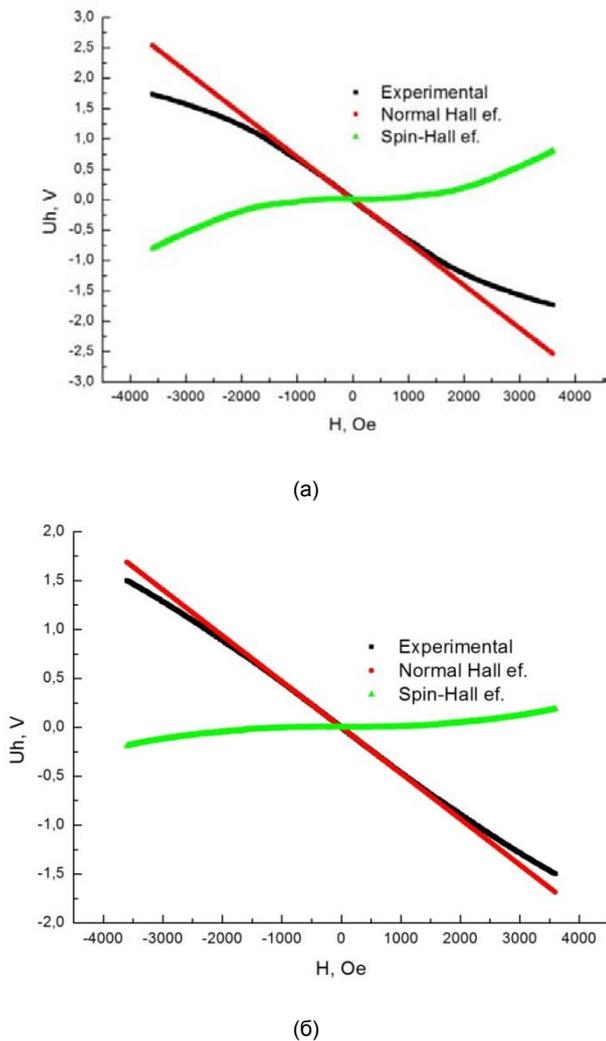


Рис. 2. Зависимость напряжения Холла от магнитного поля при $T=10$ К для образцов с а - $N_d=7.7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, б - $N_d=2.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

Для возникновения ЭДС за счет СЭХ необходима поляризация электронов проводимости. Так как образцы не являются ферромагнитными, очевидным является только механизм поляризации спинов магнитным полем. Используя представленные в [1] формулы, можно рассчитать ожидаемую зависимость СЭХ. Результаты расчетов представлены на рис. 3.

В слабых магнитных полях расчетная зависимость линейно зависит от магнитного поля и достаточно хорошо описывает экспериментальную зависимость. Однако видно, что с ростом магнитного поля экспериментальная зависимость растет быстрее теоретической. Это говорит о том, что в образцах действует не только механизм поляризации спинов электронов проводимости за счет действия магнитного поля, но и другие механизмы, по-видимому,

связанные с поляризацией спинов локализованных электронов и их взаимодействием с электронами проводимости при рассеянии. Наличие нескольких механизмов может привести к более сильной, чем линейная, зависимости от магнитного поля. Таким образом, необходим дополнительный анализ механизмов поляризации электронов в данных образцах.

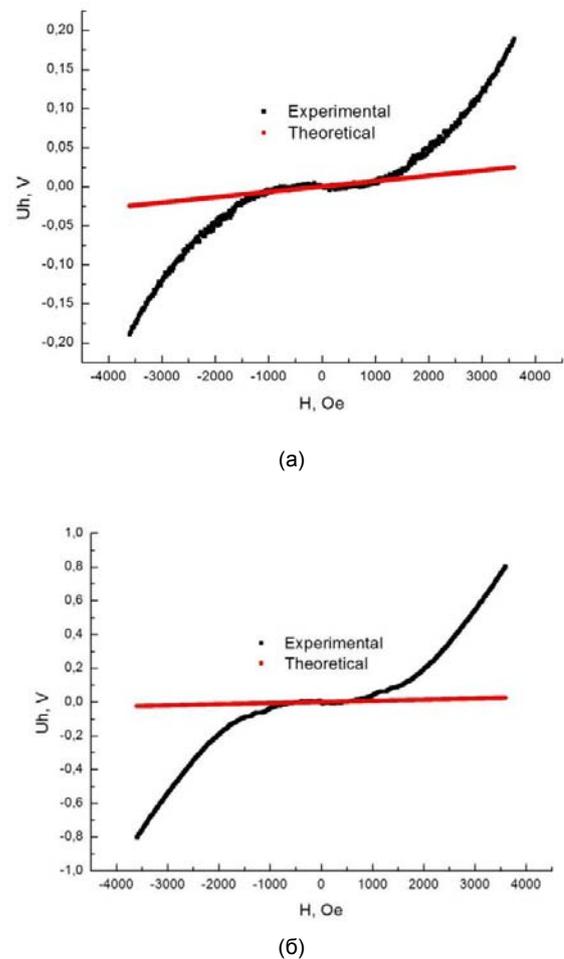


Рис. 3. Теоретическая и экспериментальная зависимость напряжения Холла от магнитного поля при $T=10$ К для образцов с а - $N_d=7.7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, б - $N_d=2.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

В исследованных образцах магнитосопротивление положительное и растет с повышением концентрации и с понижением температуры. При этом оно значительно превышает классическое лоренцево магнитосопротивление. Такие большие значения сопротивления можно объяснить вкладом спин-зависимых эффектов, таких как спиновый эффект Холла, например, связанных с рассеянием носителей на спин-орбите примесных атомов висмута.

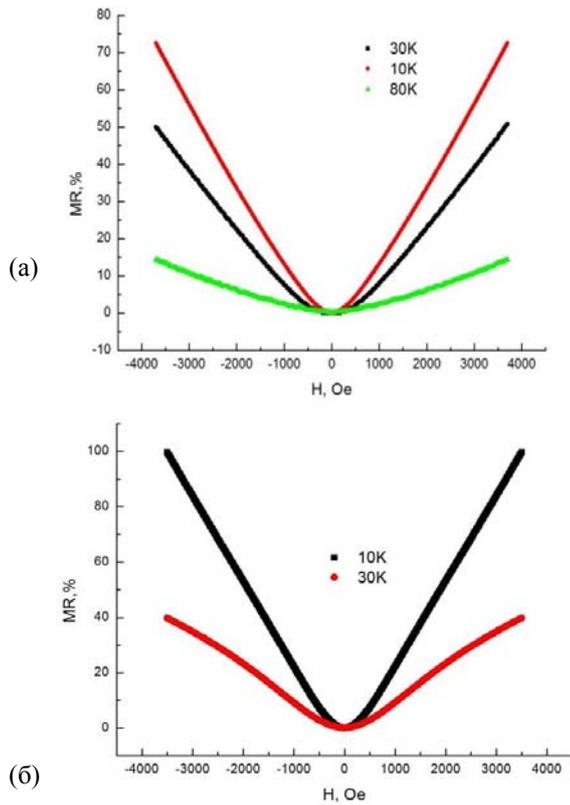


Рис. 4. Зависимости магнитосопротивления образцов от магнитного поля (а – $N_d=2.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, б - $N_d=4.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

Заклучение

В представленной работе проанализирован вклад спинового эффекта Холла в образцах кремния, легированного висмутом. Также исследовано явление магнитосопротивления. Сделано предположение о механизме возникновения этих эффектов, однако существенное отличие экспериментальных зависимостей от теоретически рассчитанных говорит о необходимости дальнейшего анализа спинового эффекта Холла и явления магнитосопротивления.

Литература

1. J.E. Hirsch // Phys. Rev. Lett., V. 83, 1834 (1999).

Особенности магнитных свойств слоев GaMnSb со второй ферромагнитной фазой

А.В. Кудрин^{1,2*}, М.В. Дорохин¹, П.Б. Дёмина¹, Е.И. Малышева¹,
В.В. Родионова³, В.К. Беляев³

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

3 Балтийский федеральный университет им. И. Канта, ул. А. Невского, д. 14, Калининград, 236041.

*kudrin@nifti.unn.ru

Показано, что магнитотранспортные свойства слоев GaMnSb существенно зависят от толщины слоя, что может быть связано с особенностями формирования фазового состава материала. Продемонстрирована связь поляризационных характеристик излучения светодиода с тонким слоем GaMnSb и магнитных свойств слоя GaMnSb.

Возможность создания полупроводниковых структур, использующих спин носителей заряда, является основой полупроводниковой спиновой электроники. Ведется поиск подходящих материалов, в которых преимущественно спиновая поляризация носителей заряда сохранялась бы до комнатной температуры. Ранее методом лазерного распыления в газовой атмосфере нами были получены эпитаксиальные слои GaMnSb, демонстрирующие магнитные свойства вплоть до комнатной температуры [1]. Как показали исследования структуры слоев GaMnSb, выполненные с использованием просвечивающего электронного микроскопа и энергодисперсионного рентгеновского спектрометра, слои содержат когерентные включения фазы GaMn [2]. Известно, что ряд соединений Ga_xMn_{1-x} являются ферромагнитными с температурой Кюри выше комнатной. Ранее нами также было показано, что использование слоя GaMnSb в качестве ферромагнитного инжектора в светоизлучающем диоде Зеннера позволяет получать циркулярную поляризацию излучения, в том числе и при комнатной температуре [3].

Методика эксперимента

Слои GaMnSb были получены методом поочередного лазерного распыления мишеней GaSb и Mn в потоке водорода. Соотношение времен распыления GaSb и Mn составляло 1:1. Формирование слоя GaMnSb проводилось при температуре 400°C. В структурах А и В слой GaMnSb наносился непосредственно на подложки *i*-GaAs(100). В структуре С слой GaMnSb являлся покровным слоем светодиода с квантовой ямой InGaAs/GaAs и туннельным барьером

n^+ -GaAs. Толщина слоя GaMnSb составляла ≈ 160 нм для структуры А, ≈ 160 нм для структур В и С.

Результаты и обсуждение

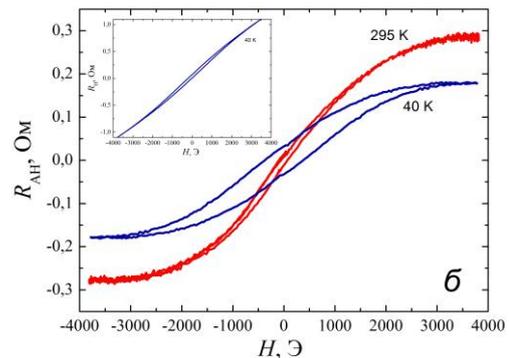
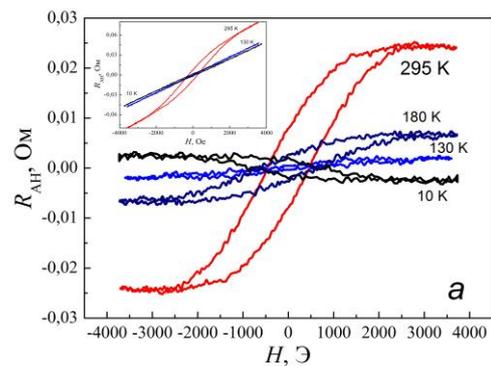


Рис. 1. Магнитополевые зависимости аномальной компоненты сопротивления Холла при различных температурах для структуры А (рис. 1а) и структуры В (рис. 1б). На вставках приведены исходные зависимости сопротивления Холла

В слоях GaMnSb различной толщины аномальный эффект Холла проявляется по-разному. Для слоя толщиной ≈ 160 нм (структура А) аномальная компонента сопротивления Холла ($R_{\text{АН}}$) уменьшается с понижением температуры от 295 до 130 К. При дальнейшем снижении температуры меняет знак (рис. 1а). Для слоя толщиной ≈ 30 нм (структура В) знак $R_{\text{АН}}$ сохраняется с изменением температуры (рис. 1б). Необычное температурное поведение $R_{\text{АН}}$ для структуры А может быть связано с тем, что аномальный эффект Холла в данном случае определяется не спиновой поляризацией носителей, а их движением в областях с различной проводимостью и различной величиной поля рассеяния от ферромагнитных включений MnGa [4]. С температурой может изменяться характер взаимодействия носителей заряда с включениями MnGa, что может определять знак $R_{\text{АН}}$.

На рис. 2 представлены температурные зависимости магнитных характеристик светодиода с инжектором GaMnSb (структуры С). Обращает на себя внимание схожий (качественно и количественно) ход температурных зависимостей величины коэрцитивного поля (полученной из магнитолевых зависимостей степени циркулярной поляризации и намагниченности, рис. 2а). Следует отметить, что для структуры В (с аналогичным слоем GaMnSb) тоже наблюдается увеличение коэрцитивного поля в зависимостях $R_{\text{АН}}(H)$ с уменьшением температуры (рис. 1б). Для структуры С также наблюдается схожий ход температурных зависимостей максимального значения степени циркулярной поляризации и намагниченности насыщения (рис. 2б). Следовательно, наблюдается корреляция поляризационных характеристик излучения светодиода и магнитных характеристик инжекционного слоя GaMnSb. Наиболее вероятно, что ферромагнитные свойства слоев GaMnSb определяются фазой MnGa с температурой Кюри выше комнатной. Проведенные исследования позволяют заключить, что фаза MnGa также определяет возникновение регистрируемой циркулярной поляризации у светодиода с инжектирующим слоем GaMnSb. Это может свидетельствовать о том, что носители заряда, движущиеся в слое GaMnSb, могут приобретать преимущественную спиновую поляризацию в результате их взаимодействия с ферромагнитной фазой MnGa.

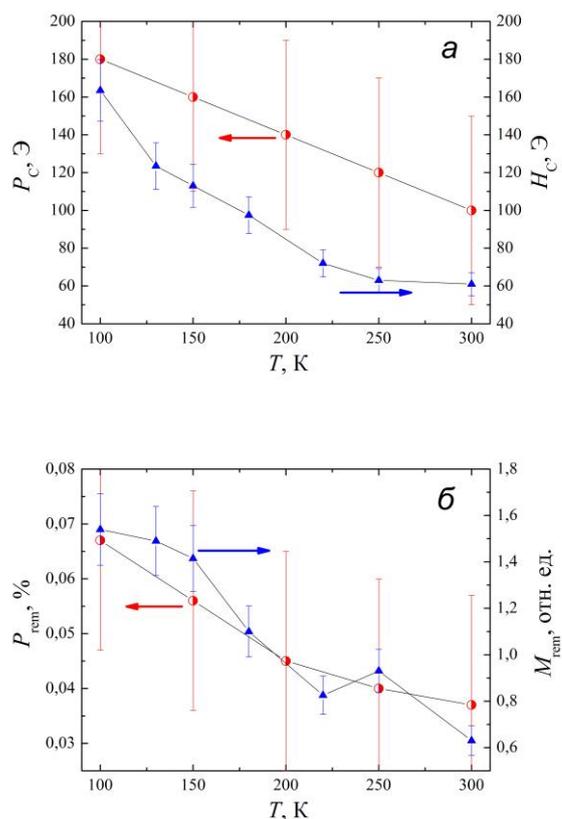


Рис. 2. Температурные зависимости магнитных характеристик для структуры С: а - коэрцитивное поле, полученное из магнитолевых зависимостей степени циркулярной поляризации электролюминесценции и намагниченности; б - степень циркулярной поляризации электролюминесценции в нулевом магнитном поле и остаточная намагниченность

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты 8.1054.2014/К и 3.285.2014/К, 3423) Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (гранты 15-02-07824_a, 15-38-20642мол_a_вед и 16-07-01102_a).

Литература

1. Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова и др. // Изв. РАН. Сер. физ., Т. 76, № 2, 199 (2012).
2. А.И. Бобров, Е.Д. Павлова, А.В. Кудрин, Н.В. Малехонова // ФТП, Т. 47, 1613 (2013).
3. Е.И. Малышева, М.В. Дорохин, М.В. Ведь и др. // ФТП, Т. 49, 1497 (2015).
4. A.V. Kudrin, A.V. Shvetsov, Yu.A. Danilov, et al. // Phys. Rev. B, V. 90, 02441 (2014).

Лазеры на свободных электронах для нанопизики и наноэлектроники

Г.Н. Кулипанов*, Н.А. Винокуров, Я.В. Гетманов, Б.А. Князев, Е.И. Колобанов, В.В. Кубарев, В.М. Попик, Т.В. Саликова, С.С. Середняков, А.Н. Скринский, С.В. Тарарышкин, А.Г. Трибендис, О.А. Шевченко, М.А. Щеглов

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, ул. Академика М.А. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090.

* kulipanov@inp.nsk.su

Рассмотрены принципы работы лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Описан Новосибирский ЛСЭ (NovoFEL), работающий на базе четырёхоборотного ускорителя-рекуператора, приведены его параметры. Обсуждается программа применения NovoFEL в THz- и FIR-областях. Рассматривается возможная программа создания ЛСЭ для получения мощных пучков (~ 10 кВт) мягкого рентгеновского излучения для EUV-литографии.

За последние двадцать лет в разных странах создано достаточно большое количество ЛСЭ, позволяющих получать монохроматическое ($\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-2} - 10^{-5}$), полностью пространственно когерентное излучение от миллиметрового до рентгеновского диапазона длин волн. Преимуществом ЛСЭ является также возможность оперативной плавной перестройки длины волны излучения, высокая средняя мощность (до 100 кВт при сохранении полной когерентности излучения), высокая импульсная яркость, короткий световой импульс.

Наиболее адекватными областями использования ЛСЭ являются очень короткие длины волн (X-гау и EUV) с одной стороны, а также далёкое инфракрасное (FIR) и терагерцевое (THz) излучение с другой стороны, так как в этих областях спектра нет мощных лазеров другого типа.

Для рентгеновских ЛСЭ требуются ускорители с энергией (10–20) ГэВ, для EUV ЛСЭ – ускорители с энергией (0,7–1,5) ГэВ, для FIR ЛСЭ – ускорители с энергией (20–50) МэВ, для THz ЛСЭ – ускорители с энергией (3–15) МэВ.

Принцип работы лазера на свободных электронах

Электронный сгусток с энергией $E = \gamma mc^2$ пролетает через ондулятор, генерируя под нулевым углом ондуляторное излучение с длиной волны

$$\lambda = \lambda_0 / 2\gamma^2 (1 + K^2), \quad K = eV\lambda_0 / 2\pi mc,$$

где K - параметр ондуляторности. При движении электронного сгустка вдоль ондулятора на началь-

ном участке интенсивность ондуляторного излучения увеличивается пропорционально числу частиц в сгустке и пройденному расстоянию в ондуляторе.

Если ток электронного сгустка достаточно большой, а ондулятор длинный, то существенным становится действие излучения на электроны. Несмотря на то, что вдоль ондулятора распространяется плоская электромагнитная волна (вектор E перпендикулярен оси ондулятора), благодаря синусоидальной траектории движения электронов вдоль ондулятора взаимодействие приводит к модуляции энергии электронов по продольной координате (рис. 1).

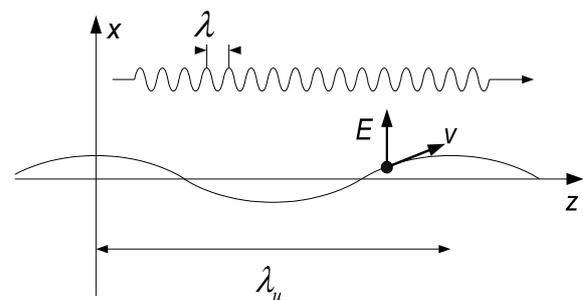


Рис. 1. Синхронизм движения электронного пучка и электромагнитной волны в ЛСЭ

Благодаря синхронизму движения волны и электронов в ондуляторе (на каждом периоде ондулятора электронный сгусток отстаёт от электромагнитной волны точно на длину волны излучения), модуляция энергии становится достаточной, чтобы привести к модуляции плотности вдоль сгустка за счёт зависимости скорости электронов от энергии в простейшем случае либо за счёт использования

«оптического клистрона», изобретенного Н.А. Винокуровым и А.Н. Скринским.

В результате электронный сгусток ℓ_{ce} оказывается «нарезанным» на микросгустки, отстоящие на длину волны излучения. Если в сгустке длиной ℓ_{cr} имеется $N_e \sim 10^9-10^{10}$ электронов, в каждом микросгустке находится $N_{bunch} \sim 10^4-10^6$ электронов. Все микросгустки излучают когерентно, поэтому интенсивность излучения из ЛСЭ по сравнению с обычным некогерентным излучением из ондулятора увеличивается в 10^4-10^6 раз.

Работа ЛСЭ для генерации излучения с длиной волны λ требует использования сильноточных ускорителей, создающих электронные пучки с эмиттансом ($\epsilon_{x,z} = \delta_{x,z} \cdot \delta_{x,z} < \lambda/4\pi$) и энергетическим разбросом $\delta E/E < 10^{-2}-10^{-3}$. Энергия электронов определяется длиной волны λ и периодом ондулятора. Длинные ондуляторы, создающие знакопеременное магнитное поле с периодом $\lambda_u = (10-1,5)$ см, и магнитным полем $B = (0,1-1)$ Тл и числом периодов $N_u = 10-10^3$, являются вторым основным элементом ЛСЭ.

Описание Новосибирского ЛСЭ (NovoFEL)

В настоящее время в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера работают три лазера на свободных электронах (ЛСЭ) терагерцевого и дальнего ИК-диапазонов.

Работа ЛСЭ базируется на четырехоборотном ускорителе-рекуператоре с максимальной энергией до 50 МэВ. Рекуперация позволяет снизить радиационную опасность установки, повысить средний ток в ускорителе и, в результате, иметь рекордные параметры пучков лазерного излучения [1].

Первая очередь NovoFEL начала работать в 2003 году на базе однооборотного ускорителя-рекуператора, расположенного в вертикальной плоскости.

Электроны из инжектора с энергией 2 МэВ ускоряются в ВЧ-резонаторах до энергии 12 МэВ, отдают часть энергии в ЛСЭ, а затем – замедляются в тех же ВЧ-резонаторах. При этом энергия возвращается в резонаторы. Электроны с низкой (2 МэВ) энергией отводятся в поглотитель (рис. 2).

Полномасштабный 4-дорожечный ускоритель-рекуператор использует ту же ускоряющую ВЧ-структуру, что и ускоритель-рекуператор первой очереди, но расположен, в отличие от последнего, в горизонтальной плоскости. Выбор режима работы на одной из двух машин и одном из трех ЛСЭ осуществляется простым переключением поворотных магнитов (рис. 3). Параметры лазеров представлены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры ЛСЭ ИЯФ им. Г.И. Будкера.

Stage	1st stage	2nd stage	3rd stage
In operation from	2003	2009	2015
Wavelength, μm	90–240	40–90	5–40
Line width, %	0.3–1.0	0.2–1.0	0.1–1.0
Average power, kW	0.5	0.5–1.0	10
Peak power, MW	1.0	2.0	10
Pulse duration, ps	40–100	20–40	10–20

Частота повторения импульсов излучения составляет 2,8 – 5,6 – 11,2 – 22,4 МГц, степень линейной поляризации более 99,6 %. Мощность и монохроматичность излучения в терагерцевом диапазоне являются рекордными!

NovoFEL как центр коллективного пользования

Независимо от мощности, все ЛСЭ имеют большой размер и высокую стоимость. Адекватным использованием ЛСЭ является организация на его базе исследовательского центра коллективного пользования, обеспечивающего работу большого количества исследовательских групп из различных физических, химических и биологических институтов [2].

В настоящее время на базе NovoFEL создан центр коллективного пользования, в котором уже сейчас работают более 25 исследовательских групп из Новосибирска, Москвы, Томска, Нижнего Новгорода, Самары, Ю. Кореи и других научных центров.

Терагерцевый диапазон представляет большой интерес для исследователей по нескольким причинам. Во-первых, собственные частоты многих физических, химических и биологических процессов лежат в этом диапазоне. Во-вторых, эта спектральная область является белым пятном практически для всех разделов науки и техники и уже по этой причине здесь можно ожидать самых неожиданных результатов.

Работы, выполненные с использованием терагерцевого излучения Новосибирского лазера на свободных электронах, во многом определяют современный мировой уровень в этой области [3, 4]. Следует отметить:

- пионерские работы по неструктивной мягкой абляции ТГц-излучением биологических объектов, полимеров, минеральных кластеров, а также разработку экспресс-метода исследования фракционного состава нанопорошков (Институт химической кинетики и горения, Институт цитологии и генетики и Институт ядерной физики СО РАН);
- сверхбыструю ($\Delta t \sim 0,1\text{--}10$ нс) прецизионную терагерцевую спектроскопию некоторых молекул ($\delta\lambda/\lambda \sim 10^{-6}$) (Институт ядерной физики и Институт химической кинетики и горения СО РАН);
- исследование влияния ТГц-излучения на биологические объекты (ДНК, белки, клетки, микроорганизмы) (Институт цитологии и генетики и Институт ядерной физики СО РАН);
- исследования взаимодействия ТГц-излучения с новыми резонансными метаматериалами (Новосибирский государственный университет и Институт ядерной физики СО РАН);
- производство углеродных нанотрубок и наногорнов с помощью сфокусированного пучка ТГц-излучения (Институт ядерной физики и Институт неорганической химии СО РАН);
- исследование взаимодействия ТГц излучения с материалами на основе углеродных нанотрубок (Институт физики полупроводников, Институт неорганической химии и Институт ядерной физики СО РАН);
- плазмонную спектроскопию поверхностей и пленок с помощью ТГц-излучения (Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН (Москва), Институт дружбы народов им. Патриса Лумумбы, Новосибирский государственный университет и Институт ядерной физики СО РАН);
- развитие томографии, голографии и метрологии с использованием источника когерентного монохроматического ТГц-излучения (Новосибирский государственный технический университет, Новосибирский государственный университет и Институт ядерной физики СО РАН);

- развитие методов диагностики пламен с использованием NovoFEL (Институт химической кинетики и горения и Институт ядерной физики СО РАН);
- эллипсометрия и поляриметрия в ТГц-области спектра (Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирский государственный университет);
- исследование горения $\text{H}_2\text{-O}_2$ с использованием настройки ТГц-излучения на линию поглощения H_2O (Институт гидродинамики, Институт химической кинетики и горения и Институт ядерной физики СО РАН);
- исследование детонационных и взрывных процессов в газовых смесях с помощью ТГц-излучения (Институт гидродинамики, Институт химической кинетики и горения и Институт ядерной физики СО РАН);
- спекл-фотографию и спекл-интерферометрию в ТГц излучении (Новосибирский государственный университет и Институт ядерной физики СО РАН);
- Гальбот-метрологию в ТГц-диапазоне (Новосибирский государственный университет и Институт ядерной физики СО РАН).

ЛСЭ для EUV-литографии

В последние годы большой прогресс наблюдается у компаний, производящих электронные микросхемы с помощью EUV-литографии на длине волны 13,5 нм. EUV-литография уже сейчас обеспечивает производство структур с размером 20 нм, уменьшая стоимость и длительность технологического цикла за счёт резкого сокращения числа технологических операций при использовании AgF-лазеров.

Однако плазменные источники на основе олова, используемые для EUV-литографии, после 15 лет совершенствования вышли на свой предел по многим параметрам. Прежде всего большая потребляемая мощность и проблема съёма тепла (~ 500 кВт на один плазменный источник), ограничение на скорость подачи оловянных мишеней, проблема загрязнения первого зеркала – коллектора. Поэтому предельная мощность плазменного источника в 2015 году планировалась всего в 250 ватт.

Поставлена задача в 2018 году получить дешёвый и более экономичный источник с мощностью 1 кВт на сканер. Это позволит уменьшить дефектность за

счёт возможности использования менее чувствительного резиста ($\sim 30 \text{ mJ/cm}^2$), а при переходе на производство структур с разрешением 5 нанометров – до 200 mJ/cm^2 .

В связи с этим пять лет назад вновь стали обсуждать вопрос более мощного источника на базе лазера на свободных электронах (ЛСЭ). Проект ЛСЭ на базе четырёхоборотного ускорителя-рекуператора (рис. 4) был предложен Институтом ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН в 2010 году на конференции «FEL-2010» (Швеция) [5].

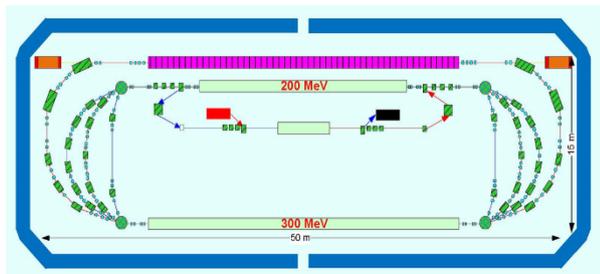


Рис. 4. Проект ЛСЭ на базе 4-оборотного ускорителя-рекуператора

В 2014 году Лабораторией Jefferson (США) был предложен для ASML проект 4-оборотного ускорителя-рекуператора для ЛСЭ с длиной волны 13.5 нм и мощностью 30 кВт для одновременного обслуживания 20 сканеров, аналогичный проекту ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, доложенному в 2010 и опубликованному в 2011 году. Подобные проекты рассматриваются в Японии (Лаборатория КЕК для Toshiba), в Юж. Корее и на Тайване.

Рассматривается возможная программа разработки и создания такого ЛСЭ для реализации производства нанoeлектроники в России на базе EUV-литографии.

Возможная кооперация по реализации проекта:

– ИЯФ СО РАН – проект ЛСЭ на 13.5 нм, 11.2 нм и 6.6 нм; изготовление магнитовакуумной системы, ондуляторов, систем питания и управления;

– Завод Росатома (г. Глазов), ВНИИТФ (Снежинск), ИЯФ СО РАН, – изготовление пластин из сверхчистого ниобия для сверхпроводящих ускоряющих структур, их тестирование;

– ИЯФ СО РАН, ВНИИТФ (г. Снежинск) – проект сверхпроводящего ускорителя, изготовление и тестирование сверхпроводящих структур;

– ИФМ РАН (Н.Новгород) – проект рентгенографических каналов и сканеров на 13.5 нм, 11.2 нм и 6.6 нм;

– ИФМ РАН (Н.Новгород), НПО «Планар» (Белоруссия) – изготовление рентгеновской оптики и сканеров;

– ИФП СО РАН, НИИМЭ, ФТИ РАН – проект технологических процессов и установок для литографии.

Заключение

NovoFEL стал реальным центром коллективного пользования. Мы приглашаем для работы в Новосибирск тех исследователей, которые хотят проводить интересные эксперименты, требующие мощного монохроматического перестраиваемого THz- и FIR-излучения.

Мы готовы обсуждать создание компактных и относительно мощных (1–10 Вт средней мощности) перестраиваемых по длине волны источников терагерцевого излучения на базе ЛСЭ для других регионов России.

Развитие работ в России по EUV-литографии на базе мощного ЛСЭ требует разностороннего обсуждения и возможно только в случае принятия Государственной программы.

Литература

1. Винокуров Н.А., Кулипанов Г.Н., Скринский А.Н. // Вестник РАН. 2011. Т. 81, № 6. С. 520-524.
2. Knyazev V.A., Vinokurov N.A. // Measurement science and technology. 2010. Vol. 21. P. 054017 (13 p.)
3. Chesnokov E.N., Kubarev V.V., Koshlyakov P.V. // Laser physics letters. 2013. Vol. 10, No 5. P. 055701.
4. Kulipanov G.N., Bagryanskaya E.G., Chesnokov E.N. e.a. // IEEE trans. on terahertz science and technology. 2015. Vol. 5, No 5. P. 798-809.
5. Y. Socol, G.N. Kulipanov, A.N. Matveenko, O.A. Shevchenko and N.A. Vinokurov // Physical Review ST AB, V. 14, No 4-040702-7 (2011).

Динамическая генерация спин-волнового тока

И.И. Ляпилин, М.С. Окороков, Н.Г. Бебенин

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург.
okorokovmike@gmail.com

Рассмотрено влияние резонансного возбуждения электронной подсистемы полупроводника в структуре «полупроводник/ферромагнитный изолятор» на генерацию спин-волнового тока в непроводящем ферромагнетике.

Введение

Интерес к разработке новых методов генерации спин-волнового тока в непроводящих магнетиках возрос в связи с изучением спиновых эффектов (спиновые эффекты Зеебека, Пельтье и др). Так, изучение спинового эффекта Зеебека [1] в структурах «металл/магнитный изолятор» показало, что возбуждаемый в непроводящей магнитной компоненте структуры спин-волновой (магнонный) ток распространяется на расстояния, значительно превышающие длину спиновой диффузии электрона, которая характеризует электронный спиновый ток. В структурах «парамагнетик/ферромагнитный диэлектрик» возможны два типа спиновой накачки: нерезонансный, который связан с отклонением от равновесия как спиновой подсистемы электронов проводимости, так и подсистемы локализованных спинов вследствие внешних возмущений, например термических. В зависимости от соотношения между температурами подсистем становятся возможными как эффект спиновой накачки (spin pumping), так и передача спин-углового момента от парамагнитной подсистемы в магнитную – спин-торк-эффект (spin torque effect). Резонансный метод [2] связан с возбуждением в подсистеме локализованных спинов ферромагнитного (или спин-волнового) резонанса. При этом происходит спиновая накачка в электронной подсистеме, которая не сопровождается переносом носителей заряда через интерфейс.

Большинство эффектов, наблюдаемых в спинтронике, обусловлены спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), которое связывает трансляционную (кинетическую) и спиновую подсистемы электронов. СОВ приводит к возможности резонансных переходов электронов на частотах, представляющих собой линейные комбинации циклотронной ω_c и спиновой ω_s частот.

Резонанс такого типа известен как комбинированный резонанс (КР) Рашбы [3]. Мощность, поглощаемая электронами при насыщении КР в пучности электрического поля, на несколько порядков больше мощности, поглощаемой при насыщении парамагнитного резонанса (ПР). Заметим, что такого рода резонансы возможны и при поглощении электронами энергии звуковой волны [4].

В режиме насыщения резонанса реализуются стационарные неравновесные температуры подсистем, отличные как друг от друга, так и от температуры решетки. При этом система уравнений баланса для малых отклонений температур может быть найдена с помощью метода неравновесного статистического оператора (НСО) [5]. Нами рассмотрена возможность генерации спин-волнового тока при резонансном (электродипольном) возбуждении электронной подсистемы полупроводника в таких структурах.

Уравнения баланса

Рассмотрена структура «полупроводник-ферромагнитный диэлектрик» (П/ФД), состоящая из двух подсистем. Для краткости полагается, что воздействие (электродипольного или акустического типа) приводит только к спиновому резонансу в подсистеме электронов проводимости. Релаксация электронных спинов обусловлена неупругим рассеянием их на локализованных моментах на интерфейсе в результате чего магнитная подсистема также отклоняется от равновесного состояния. В качестве механизма релаксации магнонов в (ФД) взято рассеяние на фононах.

Взаимодействие электронов с внешним полем (звуковой волной или переменным электрическим по-

лем) в общем случае описывается гамильтонианом вида

$$H_{ef}(t) = \sum_{inq} \Phi_{-i}^{-n}(q) T^n(q) e^{i\omega t} + c.c.,$$

где $\Phi_{-i}^{-n}(q)$ - интенсивность взаимодействия внешнего поля. Резонансу на спиновой частоте соответствуют операторы $T^n(q) = S^+(q)$, равные Фурье-компонентам плотности распределения спинов. Именно этот случай мы и рассматриваем, полагая, что при насыщении резонанса только спиновая подсистема электронов проводимости отклоняется от равновесного состояния.

В стационарном случае макроскопические уравнения баланса энергии рассматриваемых подсистем (электронной спиновой и магнитной) в слабонелинейном режиме поглощения, когда неравновесные поправки к средним значениям энергии подсистем квадратичны по амплитуде поля, можно представить в виде

$$\begin{aligned} Q_s + L_{sm}(\beta_s - \beta_m) &= 0, \\ L_{ms}(\beta_m - \beta_s) + L_{mp}(\beta_m - \beta) &= 0. \end{aligned}$$

Здесь

$$L_{ij(l)} = \int_{-\infty}^0 dt e^{\epsilon t} \left(\dot{H}_{i(l)}; \dot{H}_{j(l)}(t) \right),$$

$$\dot{H}_{j(l)} = (1/i\hbar) [H_j, H_{el}], \quad j = s, m$$

скорости релаксации энергии i -й подсистемы при взаимодействии с подсистемой (j), $(A; B(t))$ - корреляционные функции

$$\begin{aligned} (A; B) &= \int_0^1 d\tau \langle \Delta A, \Delta B(i\hbar\beta\tau) \rangle_0, \\ \Delta A &= A - \langle A \rangle_0, \quad \langle A \rangle_0 = Sp\{A\rho_0\}, \end{aligned}$$

$\beta_i = (k_B T_i)^{-1}$ ($i = s, m$) - обратные эффективные температуры спиновой и магнитной подсистем, $\beta^{-1} = k_B T$ - равновесная температура решетки, ρ_0 - равновесное распределение Гиббса, Q_s - мощность внешнего поля, поглощенная спиновой подсистемой (при АСР или электродипольном КР):

$$Q_s = \frac{I\Gamma}{\Gamma^2 + (\omega - \omega_s^2)}.$$

Выражение для мощности соответствует следующей аппроксимации корреляционной функции плотности спина

$$\Gamma = \left(S^+(q); S^-(q, t) \right)_0 = \left(S^+(q); S^-(q, t) \right)_0 e^{\Gamma t},$$

где коррелятор $\Gamma = (\dots; \dots)_0$ вычисляется без столкновительного и диффузионного уширения линии и равен $I \exp(i\omega_s t)$.

Из системы уравнений баланса энергии подсистем следует, что генерация спин-волнового тока $\approx \delta\beta_m$ зависит от частоты внешнего поля резонансным образом и заметно отлична от нуля лишь в узкой области $\approx \Gamma$ вблизи частоты ω_s

$$\delta\beta_m \approx \sum_{kq} \left| \Phi_{-k}^+ A^k(q) \right|^2 \frac{\beta(\omega_m \omega)^2 I \Gamma}{L_{mp(0)} \omega_s^2 [\Gamma^2 + (\omega - \omega_s)^2]}$$

В общем случае необходимо принимать во внимание, что при резонансном насыщении часть энергии, поглощаемая системой, передается кинетической подсистеме электронов проводимости, температура которой оказывается пропорциональна спиновой температуре.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» (проект 12-Т-2-1011) и гранта РФФИ (16-02-00044).

Литература

1. K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, et al. // Nat. Mater., V. 455, 778 (2008).
2. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E. W. Bauer. // Phys. Rev. Lett., V. 88, 117601 (2002).
3. E.I. Rashba. // Phys. Rev. B, V. 62, R17267 (2000).
4. I.I. Lyapilin // J. Acoust. Soc. Amer., V. 133, 189 (2013).
5. В.В. Калашников, И.И. Ляпилин // ТМФ, Т. 18, 194 (1974).

Туннелирование и инжекция в ферромагнитных структурах InGaAs/GaAs/(A₃,Mn)B₅ и InGaAs/n⁺-GaAs/(A₃,Mn)B₅

Е.И. Малышева^{1,*}, М.В. Дорохин¹, А.В. Здоровейцев¹, М.В. Ведь¹

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

*malysheva@phys.unn.ru

В работе приведено сравнительное исследование процессов спиновой инжекции электронов и дырок из ферромагнитного GaMnAs в активную область спинового светоизлучающего диода. Показано возрастание эффективности спиновой инжекции электронов при уменьшении степени легирования туннельного слоя.

Введение

Структуры на основе разбавленных магнитных полупроводников (РМП) находят применение в современной микро- и оптоэлектронике как элементы новых приборов на спин-поляризованных носителях [1]. Слои GaMnAs, в частности, являются перспективным видом ферромагнитных (ФМ) инжекторов для спиновых светоизлучающих диодов (ССИД) вследствие возможности эпитаксиального выращивания на поверхности GaAs. Особенностью инжекторов GaMnAs является дырочная проводимость, поэтому приборы на их основе функционируют за счёт инжекции спин-поляризованных дырок [1]. Малое время спиновой релаксации дырок затрудняет использование такого дизайна ФМ-инжектора. Использование конструкции ССИД, подобной диоду Зеннера [2], позволяет реализовать схему с инжекцией из ферромагнетика спин-поляризованных электронов. В диодах Зеннера возможность межзонного туннелирования электронов из слоя РМП (р-типа проводимости) возникает за счёт изгиба зонной диаграммы при контакте с n⁺областью. Это осуществляется при формировании туннельного барьера обратно-смещённого р-п-перехода. В настоящей работе проводится сравнительное исследование процессов спиновой инжекции дырок (в р-и-п-диодах) и туннелирования связанных электронов с последующей инжекцией в полупроводник из валентной зоны слоя GaMnAs в зону проводимости туннельного слоя диода Зеннера. Инжекция спин-поляризованных носителей из ФМ-слоя сопровождается рекомбинацией с испус-

канием циркулярно-поляризованного излучения, степень поляризации которого является мерой эффективности спиновой инжекции.

Методика эксперимента

Структуры были сформированы комбинированным эпитаксиальным методом, описанным в [3]. Для выращивания структур р-и-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 (ширина $d_{QW} = 10$ нм), спейсерный слой нелегированного GaAs толщиной 8, 15 и 30 нм. Затем при температуре 340°C методом лазерного распыления Mn- и GaAs-мишеней был выращен слой GaMnAs толщиной 90 нм. Для выращивания структур с туннельным барьером (структуры Б) при температуре 600°C на подложке p-GaAs последовательно выращивались буферный слой p-GaAs, квантовая яма In_xGa_{1-x}As:C (концентрация $p \sim 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, ширина $d_{QW} = 16$ нм), тонкий слой нелегированного GaAs ($d \approx 6$ нм), слой n-GaAs с градиентным легированием, толщиной 90 нм, и сильнолегированный p⁺⁺-слой ($n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$). 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 GaMnAs ($d \approx 90$ нм). Схемы структур представлены на рис. 1. Кроме того, была выращена структура, аналогичная структуре Б, но с меньшей концентрацией в туннельном слое ($n \sim 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Для формирования диодной структуры на поверхность образцов нано-

сился омический Au-контакт методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Методами фотолитографии и химического травления изготавливали мезоструктуры 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 в геометрии Фарадея.

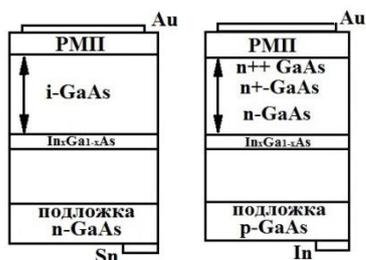


Рис. 1. Схемы структур р-і-п-диода (структура А) и диода с туннельным барьером (структура Б)

Степень циркулярной поляризации ЭЛ P оценивалась 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 исследований

При введении диодов в магнитное поле ЭЛ-излучение становится циркулярно-поляризованным. Магнитополевые зависимости степени поляризации рис. 2(а и б) для обоих типов структур при $T=10$ К являются нелинейными, с тенденцией к насыщению в магнитном поле 50 мТл. Показанные на рис. 2 за-

висимости подобны магнитополевым зависимостям относительной намагниченности GaMnAs, оцененной по эффекту Холла [4]. При увеличении температуры измерений значение P_{EL} уменьшается. Температура Кюри ферромагнитного GaMnAs по оценкам составляет 25 К, что согласуется с линейным характером магнитополевой зависимости $P(B)$, измеренной при 25 К (рис. 2а).

Предположительно, наблюдаемая в эксперименте циркулярная поляризация обусловлена инжекцией из слоя GaMnAs спин-поляризованных носителей: дырок в структурах А и электронов в структурах Б. Полученное при наименьшей толщине спейсерного слоя максимальное значение степени поляризации в структурах А составило 5,4%, но в этом случае интенсивность ЭЛ минимальна (вероятно, из-за безызлучательной рекомбинации с участием дефектов на границе ферромагнетик/полупроводник). В структурах Б степень поляризации определяется не полной толщиной спейсерного слоя, а толщиной (рис. 2б) и уровнем легирования сильнолегированной области (рис. 2в). При концентрации $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ максимальное значение степени поляризации ЭЛ составило 1,25% при толщине сильнолегированного слоя 15 нм. При уменьшении степени легирования слоя до $n = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ степень поляризации возрастает до 3,6%, вследствие уменьшения спинового рассеяния на дефектах примеси. Показанные на рис. 2 (б и в) зависимости связываются с изменением механизмов туннелирования электронов при изменении параметров сильнолегированного слоя.

(а)

(б)

(в)

Рис. 2. Магнитополевые зависимости P_{EL} исследованных структур. (а) структура А с толщиной спейсерного слоя 8 нм (на вставке показана зависимость P_{EL} от толщины спейсерного слоя ($T=10$ К, $B=230$ мТл)), (б) структура Б с варьированием толщины $n++$ слоя ($T=10$ К); (в) структура Б с варьированием уровня легирования сильнолегированного слоя (10 К)

Работа выполнена в рамках реализации гос. задания (8.1054.2014/К) Минобрнауки РФ и при поддержке РФФИ (15-02-07824, 15-38-20642, 16-07-01102).

Литература

1. M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 40, R179 (2007).
2. P. Van Dorpe, Z. Liu, W. Van Roy, et.al. // Appl. Phys. Lett., V. 84, 3495 (2004).
3. М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, А.В. Здоровейцев и др. // ФТП, Т. 46, в. 12, 1554 (2012).
4. Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов и др. // ФТТ, Т. 51, 2124 (2010).

Токовые эффекты в анизотропном магнитосопротивлении метаматериалов из ферро- и антиферромагнитных металлов

Г.М. Михайлов*, Л.А. Фомин, А.В. Черных

Институт проблем технологии микрзлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Чернооголовка, 142432.

*mikhailo@iptm.ru

Обнаружены сильные токовые эффекты, проявляющиеся в анизотропном магнитосопротивлении, как по величине, так и по значениям полей перемангничивания микромостиков из метаматериалов, состоящих из ферро- (ФМ) и антиферромагнитных (АФМ) металлов. Впервые наблюдалась пропорциональная току зависимость обменного сдвига для поперечного магнитосопротивления, при этом такая же зависимость для продольного магнитосопротивления была слабочувствительной к току. Полученные результаты интерпретированы как результат модификации магнитного состояния АФМ, приводящей к появлению наведенной намагниченности и к изменению встроенных обменных полей на границе ФМ-АФМ, под действием спин-поляризованного тока.

Введение

Интерес к исследованию магнитных переходов «ферромагнитный - антиферромагнитный металл» связан с возможностью их применения в магнитоэлектронике для преобразования высокочастотных сигналов, а также в спин-инжекционных излучателях и приемниках электромагнитного излучения. В последние годы привлекает интерес использование АФМ в магнитоэлектронике в качестве активного элемента в спиновых вентилях [1] в надежде понизить уровень тока магнитного переключения структур под действием спин-поляризованного тока.

В этой работе приводятся результаты исследования магниторезистивных свойств метаматериалов, состоящих из неперколированных ФМ-островков Ni(111), покрытых сплошной АФМ-пленкой из FeMn.

Экспериментальная часть

Метаматериалы в виде пленок получали с использованием метода импульсного лазерного испарения в сверхвысоком вакууме. Они состояли из неперколированных ФМ-островков Ni(111) со средним диаметром около 50 нм, высотой 10-20 нм и зазором между островками около 10 нм, покрытых сплошной АФМ-пленкой из FeMn толщиной около 10 нм без разрыва вакуума. В качестве подложек использовали а-срез монокристаллического сапфира.

Из полученных пленок метаматериалов по субтрактивной технологии с использованием электронной литографии, маскирующих покрытий и ионного травления изготавливались микроструктуры в виде мостиков, подсоединенных к металлической разводке, для последующих измерений магнитополевых зависимостей электросопротивления.

Типичный вид исследуемых образцов показан на рис. 1 вместе со схемой измерения сопротивления.

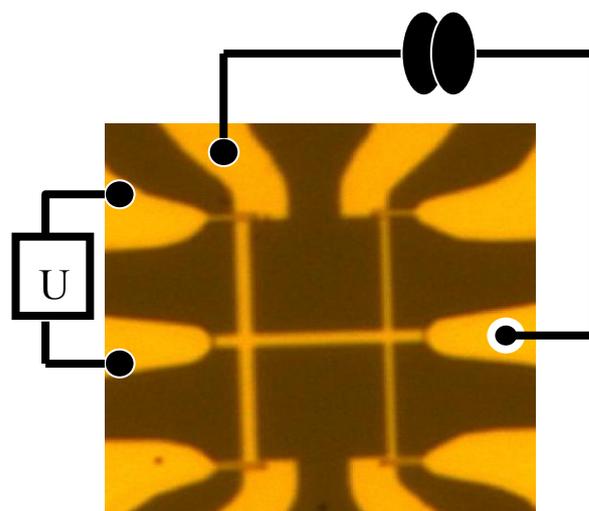


Рис. 1. Вид структуры в оптический микроскоп и схема измерения. Размер поля изображения 40x40 мкм

Длина микромостиков составляла 10 мкм, ширина - 1 (0.5) мкм. Перед измерениями они подвергались "магнитному" отжигу в вакууме при температуре около 190 градусов Цельсия, близкой к температу-

ре Нееля АФМ-пленки FeMn, в магнитном поле с индукцией в несколько килогаусс. Поле располагалось в плоскости пленки и было направлено вдоль оси микромостика.

Измерения магнитосопротивления микромостиков проводили в жидком азоте при температуре 76 К для стабилизации их температуры. Внешнее магнитное поле в плоскости образца изменялось от минус до плюс 1 кГс. При направлении магнитного поля вдоль оси мостика (и вдоль тока) измеряли продольное магнитосопротивление, а при его направлении перпендикулярно оси мостика - поперечное магнитосопротивление. Измерение сопротивления микромостика проводили при постоянном токе с разной величиной и направленностью. При максимальной величине тока его плотность была 8×10^7 А/см².

Результаты и обсуждение

Магнитополевая зависимость сопротивления микромостиков имела типичные особенности, характерные для проявления эффекта анизотропного магнитосопротивления (АМР). В продольном магнитосопротивлении наблюдалась гистерезисная зависимость сопротивления с двумя минимумами, а в поперечном магнитосопротивлении - с двумя максимумами при значениях магнитного поля ($B_m < 0$ и $B_p > 0$), равных полям перемагничивания образца. Из-за обменного взаимодействия на границе ФМ-АФМ абсолютные значения полей перемагничивания B_m и B_p могли не совпадать, что определялось как обменный сдвиг B_{sh} :

$$B_{sh} = \frac{1}{2} (B_p + B_m), \tag{1}$$

а коэрцитивная сила B_c (2) характеризовала величину гистерезиса.

$$B_c = \frac{1}{2} (B_p - B_m). \tag{2}$$

Амплитуды (ΔR) минимумов ($\Delta R < 0$) и максимумов ($\Delta R > 0$) сопротивления в полях перемагничивания определялись величиной АМР эффекта, а также особенностями магнитного состояния образца в этих полях.

В результате исследований обнаружены сильные токовые эффекты как по амплитуде ΔR , так и по значениям полей перемагничивания микромостиков, проявляющихся в их анизотропном магнитосопротивлении. С увеличением тока как амплитуда

максимумов и минимумов, так и сопротивление образца в нулевом магнитном поле увеличивались по величине и проявляли четную зависимость от тока. Из-за четности такой зависимости и из-за возрастания сопротивления образца с током можно было предположить, что наблюдаемые зависимости, скорее всего, связаны с увеличением температуры образца под действием тока. Однако экспериментально определенные поля переключения и вычисленные по формулам (1) и (2) значения обменного сдвига и коэрцитивной силы могли проявлять нечетные зависимости по току, что исключало в этом случае тривиальный эффект разогрева образца. На рис. 2 показана зависимость обменного сдвига от тока для продольного и поперечного магнитосопротивлений.

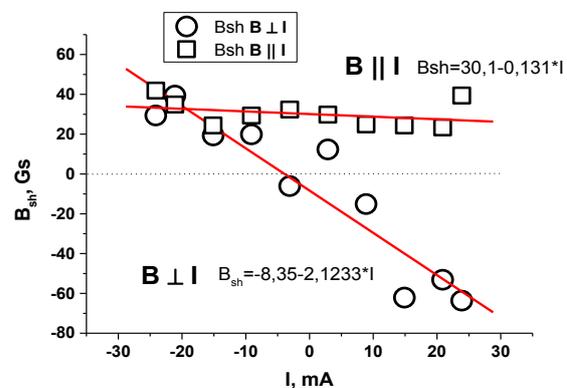


Рис. 2. Зависимость обменного сдвига от тока для поперечного и продольного магнитосопротивлений

Для продольного магнитосопротивления наблюдается близкая к постоянной зависимость обменного сдвига, а для поперечного - линейная зависимость от тока. Появление нечетной токовой зависимости может быть объяснено действием наведенного спин-поляризованным током встроенного обменного поля из-за передачи спиновой поляризации электронов проводимости магнитным подрешеткам АФМ. Отметим, что при малых токах обменный сдвиг в поперечном магнитосопротивлении близок к нулю, а в продольном - нет. Это согласуется с ориентацией встроенного обменного поля на границе ФМ-АФМ, полученного в результате "магнитного" отжига на стадии подготовки образцов.

Литература

1. A.H. Macdonald, M. Tsoi // Phil. Trans. R. Soc. A, V. 369, 3098–3114 (2011).

Терагерцевая спектроскопия сверхбыстрой магнитной динамики

Р. В. Михайловский¹

¹ Radboud University Nijmegen, Institute for Molecules and Materials, Nijmegen, The Netherlands.

*R.Mikhaylovskiy@science.ru.nl

В докладе будет дан обзор применения терагерцевой спектроскопии для изучения динамики магнитных сред на временах, сравнимых с характерными временами спин-решеточного, спин-орбитального или обменного взаимодействия. В частности, будет показана возможность управления обменным взаимодействием в широком классе слабых ферромагнетиков – оксидов железа и возбуждения субпикосекундных импульсов тока в металлических наногетероструктурах ферромагнетик/немагнитный металл с помощью поляризации света.

В современной физике магнетизма сформировалось новое направление — сверхбыстрый магнетизм, рассматривающий динамику магнитных сред на временах меньше 100 пикосекунд, характерных для спин-решеточной релаксации [1]. Сверхбыстрая динамика является результатом отклика магнитной среды на возбуждение фемтосекундным лазерным импульсом.

Обычно для регистрации отклика магнитной среды на воздействие мощного фемтосекундного импульса используются магнитооптические методы. Величина и направление магнитного параметра порядка среды регистрируется с помощью измерения поляризации слабого фемтосекундного импульса, распространяющегося в среде с задержкой по отношению к импульсу накачки. Однако магнитооптические методы не лишены существенных недостатков. Дело в том, что накачка среды фемтосекундным лазерным импульсом в общем случае приводит не только к возбуждению её магнитной подсистемы, но и её оптических свойств. В результате интерпретация результатов магнитооптических измерений является неоднозначной [2]. Например, чисто оптические явления могут приводить к модуляции эффекта Фарадея с частотой, зависящей от магнитного поля [3].

Альтернативой магнитооптическим методам является изучение лазерно-индуцированной магнитной динамики с помощью терагерцевой спектроскопии с временным разрешением. В этом методе регистрируется электромагнитное излучение, генерируемое сверхбыстрым изменением намагниченности среды. Зная временную форму электрического поля, можно восстановить динамику источника излу-

чения, например намагниченности или электрического тока, вызванного изменением намагниченности [4].

Используя метод терагерцевой спектроскопии, мы показали, что фемтосекундный лазерный импульс возбуждает антиферромагнитный резонанс в широком классе слабых ферромагнетиков - оксидов железа (борат железа, редкоземельные ортоферриты и гематит). Фаза антиферромагнитной прецессии не зависит от поляризации импульса накачки или направления его распространения по отношению к кристаллической структуре, но меняется на π при развороте намагниченности образца на 180° . Такие свойства магнитного отклика говорят о том, что лазерный импульс действует как импульс эффективного магнитного поля вдоль вектора намагниченности, что возможно только за счет субпикосекундного изменения эффективных полей изотропного и анизотропного обмена [5,6]. Обнаруженный эффект открывает возможность управления намагниченностью на предельно коротких временах, характерных для обменного взаимодействия.

Также мы показали, что сверхбыстрое изменение намагниченности создает импульс спин-поляризованного электрического тока благодаря спин-орбитальному взаимодействию в металлических магнитных наноструктурах типа ферромагнетик/немагнитный металл. Направление тока полностью определяется поляризацией лазерных импульсов накачки, направлением намагниченности магнитного слоя и ориентацией структуры по отношению к направлению распространения накачки [7]. Сверхбыстрая генерация спин-поляризованного

тока может быть использована в спинтронике в терагерцевом режиме.

В заключение стоит отметить, что терагерцевое излучение может быть использовано не только для измерения магнитного отклика на накачку оптическими импульсами, но и для возбуждения магнитной среды.

Литература

1. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing // *Rev. Mod. Phys.*, V. 82, 2731 (2010).
2. B. Koopmans, M. van Kampen, J.T. Kohlhepp, and W.J.M. de Jonge // *Phys. Rev. Lett.*, V. 85, 844 (2000).
3. R.R. Subkhangulov, R.V. Mikhaylovskiy, A.K. Zvezdin, V.V. Kruglyak, Th. Rasing and A.V. Kimel // *Nature Photonics*, doi:10.1038/nphoton.2015.249 (2016).
4. T.J. Huisman, R.V. Mikhaylovskiy, A. Tsukamoto, Th. Rasing, and A.V. Kimel // *Phys. Rev. B*, V. 92, 104419 (2015).
5. R.V. Mikhaylovskiy, E. Hendry, V.V. Kruglyak, R.V. Pisarev, Th. Rasing, and A. V. Kimel // *Phys. Rev. B*, V. 90, 184405 (2014).
6. R.V. Mikhaylovskiy, *et al.* // *Nature Communications*, V. 6, 8190 (2015).
7. T.J. Huisman, R.V. Mikhaylovskiy, *et al.* // *Nature Nanotechnology*, doi: 10.1038/nano.2015.331 (2016).

Наноструктуры ферромагнитный металл / полупроводник на основе силицидов железа

С.Г. Овчинников^{1,2,3*}, С.Н. Варнаков^{1,2}, С.А. Лященко², И.А. Тарасов^{1,2}, И.А. Яковлев², С.М. Жарков^{1,3}, Д.А. Великанов¹, В.С. Жандун^{1,2}, Н.Г. Замкова^{1,3}, И.С. Сандалов¹

¹ Институт физики им.Л.В.Киренского СОРАН, Академгородок 50/38, Красноярск, 660036.

² Сибирский аэрокосмический университет им.М.В.Решетнева, Проспект им.газеты «Красноярский рабочий» 31, Красноярск, 660014.

³ Сибирский федеральный университет, пр.Свободный 79/10, Красноярск. 660041.

*sgo@iph.krasn.ru

Ферромагнитные монокристаллические эпитаксиальные пленки Fe_3Si и поликристаллические пленки Fe_5Si_3 получены на подложках Si методом молекулярно-лучевой эпитаксии с *in situ* контролем структуры, оптических и магнитных свойств. В докладе обсуждаются результаты структурных, магнитных, оптических и магнитооптических измерений. Экспериментальные данные сравниваются с результатами микроскопического расчета спин-поляризованной электронной структуры.

Введение

Наноструктуры «ферромагнитный металл/Si» привлекают большой интерес как материалы для спинтроники, а также как термоэлектрические материалы [1]. Первые попытки создания наноструктур Fe/Si не привели к успеху из-за формирования металлосилицидных фаз в интерфейсе, которые подавляли спин-поляризованный транспорт в полупроводниковом слое. Недавно в нашей группе отработана технология получения монокристаллических слоев ферромагнитного металла Fe_3Si на подложках Si(111) методом МЛЭ [2], что открывает дорогу к созданию полностью силицидных наноструктур с магнитными металлическими слоями Fe_3Si и Fe_5Si_3 и полупроводниковыми слоями Si или $FeSi_2$. В настоящем докладе приводятся данные об измерениях магнитных свойств и магнитооптических спектров и их сравнении с результатами первопринципных расчетов электронной структуры. Знание электронной структуры необходимо как для понимания спин-поляризованного транспорта, так и для формирования термоэлектрических свойств.

Свойства магнитных пленок Fe_3Si и Fe_5Si_3

Монокристаллическая пленка Fe_3Si была получена методом термического испарения в сверхвысоком вакууме на допированной бором атомарно чистой подложке Si(111) (удельное сопротивление 5-

10 Ом·см) на модернизированной установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Ангара». Базовый вакуум в технологической камере составлял 1.3×10^{-8} Па. Перед синтезом подложка подвергалась химической обработке с последующим термическим отжигом в сверхвысоком вакууме. Одновременное напыление железа и кремния осуществлялось методом термического испарения из двух эффузионных ячеек Кнудсена, изготовленных из высокотемпературного нитрида бора. Скорости осаждения отдельных материалов были откалиброваны методом лазерной эллипсометрии для обеспечения стехиометрическое для Fe_3Si соотношение скоростей Si:Fe ≈ 0.57 . Процесс формирования структуры контролировался *in situ* быстродействующим лазерным эллипсометром ЛЭФ-751М и методом дифракции отраженных быстрых электронов (ДОБЭ). Интегральная толщина слоя Fe_3Si по данным спектральной эллипсометрии составила ~ 27 нм.

Поликристаллическая пленка Fe_5Si_3 также была получена методом поочередного осаждения субнанометровых слоев Fe и Si на поверхность $SiO_2/Si(100)$ при температуре подложки 50°C в сверхвысоком вакууме. Поочередное осаждение 36 слоев Fe и Si производилось термическим испарением из эффузионных ячеек Кнудсена. Толщина для каждого слоя железа и кремния 0.5–0.8 нм. Суммарная толщина структуры Fe-Si составила около 27 нм в пересчете на плотность массивных чистых материалов или 10.7 ± 0.6 мкг/см² для Fe и 3.1 ± 0.1 мкг/см² для Si. После осаждения образец

отжигался в сверхвысоком вакууме при температуре 450°C в течение 30 минут [3]. Рентгеноструктурный анализ образца на порошковом дифрактометре D8 ADVANCE (Cu $K\alpha_{1,2}$ -излучение, Ni фильтр) с линейным детектором VANTEC показал наличие фазы Fe_3Si_3 . Следует отметить, что в объемном виде эта фаза существует лишь при высоких температурах и при комнатной температуре термодинамически неустойчива.

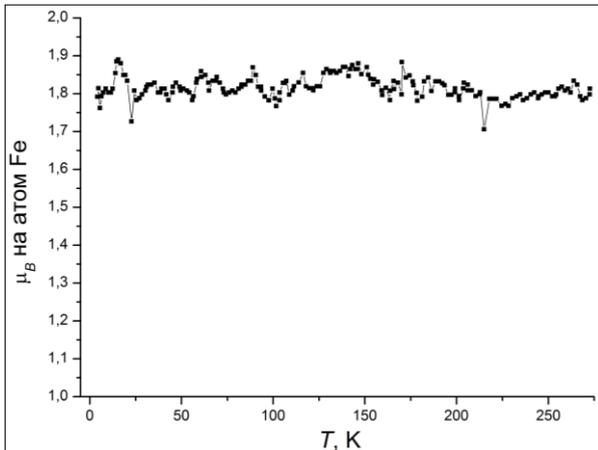


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности Fe_3Si/Si в магнитном поле $H=200$ Э

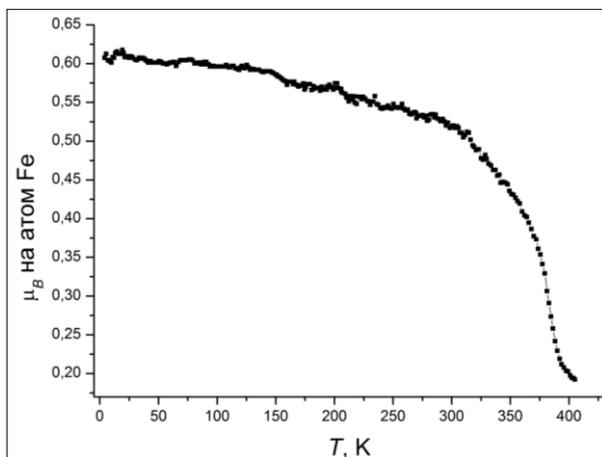


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности Fe_3Si_3 в магнитном поле $H=50$ Э

Температурная зависимость намагниченности измерялась методом СКВИД-магнитометрии в диапазоне температур 4-400К. Для пленки Fe_3Si намагниченность практически не зависит в этом диапазоне от температуры (рис. 1), что согласуется с величиной температуры Кюри $T_c=850$ К. Для Fe_3Si_3 температура Кюри много ниже, как видно из рис. 2, и примерно равна $T_c=390$ К.

Особенности электронной структуры и корреляционные эффекты в Fe_3Si

Электронная структура Fe_3Si была рассчитана в рамках теории функционала плотности в приближении GGA. Эффекты электронных корреляций учтены в рамках метода GW, в котором электронная собственная энергия вычислялась с использованием GGA зонной структуры и волновых функций как в несамосогласованном приближении G_0W_0 , так и в самосогласованном scGW [4]. Расчеты показали весьма слабое влияние корреляционных эффектов на дисперсию зон, но довольно заметное влияние на спектральные веса квазичастиц. Расчеты scGW наиболее хорошо согласуются с экспериментально измеренными на наших образцах спектрами действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости, коэффициентами поглощения и отражения. Магнитное состояние формируется вкладами двух структурно неэквивалентных ионов железа. Ионы Fe1 имеют 8 ближайших соседей Fe2 и магнитный момент $M1=2.52$ мВ. Ионы Fe2 находятся в тетраэдрическом окружении из ионов Fe1 и Si, их электроны более делокализованы, магнитный момент равен $M2=1.34$ мВ.

Согласно формуле Иоффе для термоэдс, высококачественный термоэлектрический материал должен одновременно иметь высокую электропроводность, большую термоэдс и низкую теплопроводность. Металлы имеют высокую проводимость, но большую теплопроводность и низкую термоэдс. Влияние пространственной неоднородности в наших наноструктурах дает основания надеяться на уменьшение теплопроводности и является предметом экспериментального исследования в настоящее время.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 16-13-00060.

Литература

1. D.M. Rowe, *et al.* // Thermoelectrics Handbook, London: CRC Press. 2003. 489 p. 954.
2. И.А. Яковлев *и др.* // Письма в ЖЭТФ, Т.99, 610 (2014).
3. С.А. Лященко *и др.* // ЖЭТФ, Т. 147, 1023 (2015).
4. I. Sandalov, *et al.* // Physical Review B, V. 92, 205129 (2015).

Синтез и магнитные свойства трехслойных пленок CoNi/Si/FeNi

Г.С. Патрин^{1,2,*}, И.А. Турпанов¹, В.И. Юшков^{1,2}, А.В. Кобяков^{1,2}, К.Г. Патрин^{1,2},
Г.Ю. Юркин¹, Н.Н. Косырев¹, С.А. Кисленко²

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036, Россия.

² Сибирский федеральный университет, проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия.

*patrin@iph.krasn.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований впервые полученных пленок в системе «магнитомягкий ферромагнетик (CoNi)-магнитомягкий ферромагнетик (FeNi)», взаимодействующих через немагнитную полупроводниковую прослойку кремния (Si). Проведены температурные и полевые исследования структур в зависимости от толщины кремния. Показано, что многослойная структура обладает свойствами, присущими магнитным пружинам. При низких температурах наблюдается эффект обменного смещения.

Введение

Пленочные системы, состоящие из чередующихся слоев магнитомягкого и магнитомягкого материалов, являются подходящими объектами для использования в устройствах спиновой электроники. 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 [1]. Когда сопрягаются ферромагнитные магнитомягкий и магнитомягкий слои, может возникать новое состояние типа «магнитной пружины». В этом случае процесс намагничивания проходит через определенные стадии, и петля гистерезиса имеет характерную форму [2]. Изначально такие системы изучались в связи с исследованием многокомпонентных постоянных магнитов [3]. Затем были изучены особенности намагничивания слоисто-неоднородных структур в зависимости от толщины магнитомягкого и магнитомягкого слоев, межслоевого взаимодействия и анизотропии слоев [4]. Однако в случае, когда межслоевое взаимодействие является регулируемым, есть основание ожидать новых проявлений, что может иметь практическое значение. В работе [5] приведены результаты исследований многослойных структур (системы Co-P) *магнитомягкий/магнитомягкий* материалы (с количеством блоков до 40) с эффектом магнитной пружины, где в качестве промежуточного слоя использовался немагнитный слой аморфного NiP.

Методика эксперимента

Методом ионно-плазменного распыления впервые синтезированы пленки композиции CoNi/Si/FeNi (базовый вакуум составлял 10^{-6} – 10^{-7} Тор). Содержание никеля в слое CoNi составляло 19,5, а в слое FeNi было 83 ат.%. Толщина магнитомягкого слоя (CoNi) оставляет $t_h = 53$ nm, а толщина магнитомягкого слоя (FeNi) $t_s = 72$ nm для всех пленок. Толщина немагнитного полупроводникового слоя была переменной и менялась в диапазоне $t_{si} = 0$ –15 nm. Измерения намагниченности проводились на установке MPMS-XL и на магнитооптической установке NanoMOKE-2 в диапазоне температур от гелиевых до комнатной. Электронно-микроскопические исследования (режим cross-section) показали наличие резкой границы раздела между слоем кремния и обоими магнитными слоями. Также было получено, что пленка CoNi была поликристаллической и находилась в гексагональной фазе.

Результаты и обсуждение

Магнитные измерения показали, что в данной системе отношение коэрцитивных сил отдельных магнитомягкого (CoNi) и магнитомягкого (FeNi) слоев составляет более 2 порядков. Ситуация заметно меняется, когда из этих слоев складывается сэндвич. В этом случае имеем, что кривая намагничивания имеет вид наложения двух петель. Однако это не алгебраическая сумма исходных кривых. Внутренняя петля уширена по сравнению с исходной магнитомягкой кривой, а внешняя кривая заметно сужена.

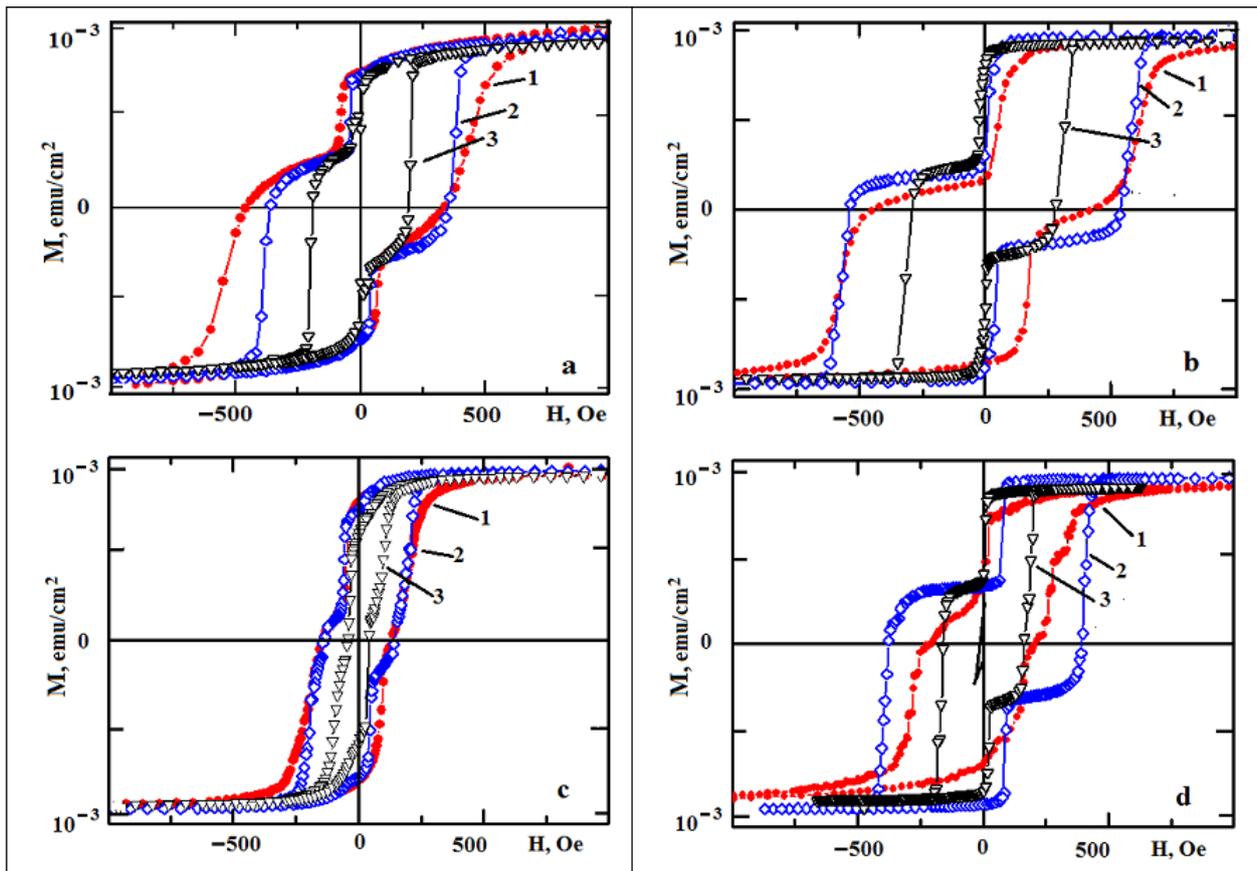


Рис. 1. Петли намагничивания трехслойных пленок CoNi/Si/FeNi. а, б, с, д – $t_{\text{Si}} = 1.2, 3.5, 5.0, 3.75$ nm соответственно. 1, 2, 3 – $T = 4.2, 80, 300$ K

Введение немагнитной полупроводниковой прослойки кремния делает ситуацию еще более необычной. Как видно из рис. 1, в зависимости от толщины немагнитной прослойки форма кривой намагничивания заметно меняется. По крайней мере, отчетливо видно, что коэрцитивная сила зависит от толщины кремния осциллирующим образом. Обращает на себя внимание и то, что высота высокополевой ступеньки зависит от толщины кремниевой прослойки.

Также обнаружено, что на температурной зависимости коэрцитивной силы в низкотемпературной её части ($T \sim 50$ K) наблюдается наличие максимума, однако, чтобы объяснить эти данные, одной только конкуренции анизотропий в разных слоях явно недостаточно. Это дает основание считать, что межслойный обмен зависит от толщины немагнитного

слоя, и он существенно влияет на формирование магнитного состояния.

Работа выполняется при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00238-а).

Литература

1. J. Nogues, J. Sort, V. Langlais, *et al.* // Phys. Rep., V. 422, 65 (2005).
2. S.D. Bader. Rev. Mod. Phys., V. 78, 1 (2006).
3. J.P. Liu. Exchange-Coupled Nanocomposite Magnets / In book: Nanoscale Magnetic Materials and Applications. Ed. by: J.P. Liu, *et al.* // (Springer, New York, 2009), P. 309.
4. D. Suess // JMMM, V. 308, 183 (2007).
5. G.S. Patrino, Ya. Shiyan, K.G. Patrino, G.Yu. Yurkin. J. Low Temp. Phys, V. 182, 73 (2016).

Исследование межслоевых взаимодействий в пленках FeNi/Bi/FeNi методом магнитного резонанса

Г.С. Патрин^{1,2,*}, С.А. Яриков², В.Ю. Яковчук¹, К.Г. Патрин^{1,2}, В.Г. Плеханов²

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036, Россия.

² Сибирский федеральный университет, проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия.

*patrin@iph.krasn.ru

В работе представлены результаты исследований межслоевых взаимодействий в трехслойных пленках FeNi/Bi/FeNi методом магнитного резонанса. Показано, что заметную роль в формировании магнитного состояния пленочной структуры играет магнитная анизотропия на интерфейсе *пермаллой-висмут*. Установлено, что период колебаний межслоевого взаимодействия составляет более 10 нм. Определены температурные зависимости межслоевого обмена и интерфейсной анизотропии.

Введение

Многослойные пленочные магнитные структуры привлекают внимание исследователей, поскольку, комбинируя очередность нанесения слоев, материалы как магнитного, так и немагнитного слоев, а также подбирая количество слоев в структуре, можно создавать материалы, обладающие уникальными свойствами. Пленочные системы, состоящие из чередующихся слоев ферромагнитного металла и полупроводника [1], являются перспективными объектами для практического использования в устройствах спиновой электроники [2, 3]. Межслоевое взаимодействие в таких системах является ответственным за формирование магнитного состояния. И в том случае, когда межслоевое взаимодействие является регулируемым, есть основание ожидать новых проявлений и эффектов. Если в качестве прослойки используются материалы с неметаллическим типом проводимости, например полупроводник, возникает возможность управлять свойствами прослойки и межслоевого взаимодействия (J) путем внешних воздействий (примеси, различного рода излучения, температура, магнитные поля и т.д.), что может иметь практическое значение.

В таком плане создание пленочных структур, которые сохранили бы чувствительность к внешним воздействиям, но обладали бы большими эффектами взаимодействия между магнитными слоями, представляет собой заманчивую задачу. Один из путей решения этой проблемы видится в использовании полуметаллической прослойки Bi вместо полупроводникового материала. Во-первых, со-

гласно фазовой диаграмме в системах *3d-металл—висмут* большинство элементов не образуют соединений, что делает границу раздела материалов резкой. Во-вторых, в висмуте длина свободного пробега электрона может достигать макроскопических масштабов, при этом она зависит от толщины слоя, температуры и магнитного поля, также меняются концентрация и подвижность носителей тока, в силу чего висмут и его соединения обладают необычными физическими свойствами, как в объемном, так и в пленочном состояниях.

Методика эксперимента

Пермаллой был выбран в качестве магнитного слоя в силу его малой магнитной кристаллографической анизотропии, чтобы не затушевывать межслоевое взаимодействие. Были синтезированы пленки с содержанием железа 18 at.% и никеля — 82 at.%. В одном цикле напылялись две пленки с различной толщиной висмута, причем в двух последовательных напылениях повторялась пленка из предыдущей серии с большей толщиной висмута. Для всех пленок толщины магнитного слоя были $t_{\text{NiFe}} \approx 10$ нм а толщина висмута варьировалась в пределах $t_{\text{Bi}} = 3-15$ нм. Величина t_{NiFe} была выбрана из соображений, чтобы она была довольно малой, но в то же самое время достаточной для того, чтобы намагниченность магнитного слоя более не менялась от его толщины. Толщины слоев определялись методами рентгеновской спектроскопии. Электронно-микроскопические измерения показали, что слои являются сплошными по площади и их состав соответствует номинальному. Никаких следов присутствия 3d-Bi-соединений не обнаружено.

Структура поверхности пленок исследовалась на атомном силовом микроскопе Veeco Multi Mode (разрешение ~ 1 nm). Высота шероховатости поверхности не превышает 2.5 nm. Это значит, что при использованных толщинах немагнитной прослойки контактных «закороток» между соседними магнитными слоями быть не может. Намагниченность измерялась на СКВИД-установке MPMS-XL. Спектры магнитного резонанса снимались на спектрометре с частотой СВЧ-излучения $f_{\text{УHF}} = 26.7$ GHz в температурном диапазоне $T = 90\text{--}300$ K. Магнитное поле лежало в плоскости пленки. Анизотропии резонансного поля в плоскости пленки не наблюдается.

Результаты и их обсуждение

Измерения магнитных и температурных зависимостей намагниченности показали, что межслоевое взаимодействие зависит от толщины висмутовой прослойки. Показано, что форма кривой $M(H)$ изменяется при увеличении толщины слоя висмута. Коэрцитивная сила (H_c) увеличивается по мере увеличения толщины висмутовой прослойки почти в три раза, достигая максимума около $t_{\text{Bi}} \sim 13$ nm, и затем снова уменьшается. Получено, что для контрольной пленки без висмутовой прослойки и для пленок с $t_{\text{Bi}} \geq 15$ nm форма кривой СВЧ-поглощения имеет вид одиночной лоренцевской линии. В интервале толщин висмута $t_{\text{Bi}} = 3\text{--}12$ nm спектр магнитного резонанса состоит из двух линий, что указывает на антиферромагнитный характер межслоевого взаимодействия между ферромагнитными слоями. Считаем, что низкополевая линия соответствует акустическим колебаниям намагниченности пленочной структуры, а высокополевая линия относится к оптической моде колебаний. Были получены температурные зависимости резонансных полей, которые использовались далее для установления температурных зависимостей поля анизотропии (H_A) и обменного поля (H_E). Установлено, что зависимость низкополевой линии от температуры является практически линейной, а высокополевая линия для пленок с $t_{\text{Bi}} = 4$ и 6 nm в области $T \approx 200$ K имеет особенность.

Для установления механизмов, ответственных за поведение магниторезонансных параметров, экспериментальные результаты были обработаны путем теоретической подгонки параметров магнитного резонанса для трехслойной магнитной пленки. Для реперной пленки с $t_{\text{Bi}} = 0$ nm была рассчитана температурная зависимость резонансного поля.

Наблюдается хорошее согласие расчета и эксперимента, а это значит, что при этих температурах величина анизотропии ферромагнитного слоя крайне мала. Получено, что для всех пленок с $t_{\text{Bi}} \neq 0$ для объяснения температурных зависимостей резонансного поля акустической моды необходим учет дополнительной магнитной анизотропии. Результаты расчетов показали, что поле анизотропии имеет немонотонный характер в зависимости от толщины прослойки висмута. Эти результаты можно понять, если предположить, что на интерфейсе образуется слой, обладающий магнитной анизотропией.

Из температурных зависимостей резонансных полей оптической моды были рассчитаны температурные зависимости обменных полей, определяющих межслоевое взаимодействие (см. рис. 1).

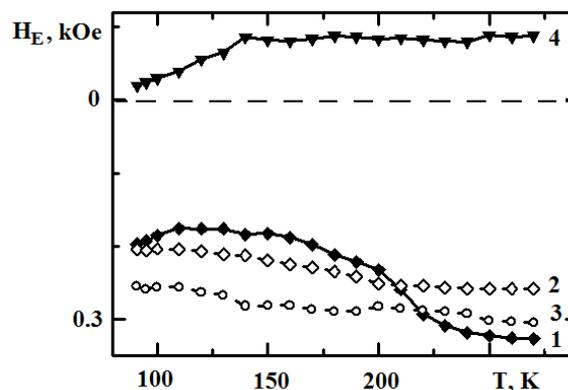


Рис. 1. Температурные зависимости обменного поля для пленок FeNi/Bi/FeNi. 1, 2, 3, 4 — $t_{\text{Bi}} = 4, 6, 11, 15$ nm соответственно

Таким образом, основные полученные экспериментальные результаты сводятся к обнаружению влияния полуметаллической прослойки Bi на величину и знак межслоевого взаимодействия в структуре NiFe/Bi/NiFe, зависящего от толщины немагнитной прослойки, что проявляется как изменение спектра электронного магнитного резонанса.

Работа выполняется при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00238-а).

Литература

1. Patrín G.S., Vas'kovskii V.O. // Fiz. Met. Metalloved, V. 101. Suppl. 1. P. S63 (2006).
2. B.T. Jonker. Electrical Spin Injection into Semiconductors / In book: Ultrathin Magnetic Structures IV. Applications of Nanomagnetism Ed. by B. Heinrich, J.A.C. Bland (Springer, Berlin, Heidelberg, 2005). P. 19.

3. Hofmann M.R., Oestreich M. Ferromagnet/Semiconductor Heterostructures and Spininjection / In book: Magnetic Heterostructures. Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport. Ed. by H. Zabel and S.D. Bader. (Springer, Berlin, Heidelberg, 2008). P. 335.

Высоочастотная проводимость и магнитооптические эффекты Керра и Фарадея в 2D электронном газе поверхностной сверхрешетки в сильном перпендикулярном магнитном поле

А.А. Перов*, Е.А. Морозова, Е.С. Золина

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород, 603950.

*19perov73@gmail.com

Особенности течения магнитооптических эффектов Керра и Фарадея в электронном газе двоякопериодической сверхрешетки, помещенной в перпендикулярное магнитное поле, сопоставляются величинам спиновой поляризации квантовых состояний носителей заряда.

Введение

Исследование магнитооптических свойств полупроводниковых наноструктур со спин-орбитальным взаимодействием является важной задачей спинтроники, актуальной как с точки зрения фундаментальной науки, так и с позиций прикладного характера. Богатая структура квантовых состояний носителей определяет особенности магнитооптических [1], транспортных [2-4] и кинетических эффектов. Одним из кандидатов на роль структур с нетривиальными магнитооптическими свойствами является электронный газ в двумерной двоякопериодической сверхрешетке на основе GaAs и InGaAs со спин-орбитальным взаимодействием (COB) типа Рашбы или Дрессельхауза, помещенной в магнитное поле. При использовании данных магнитооптических измерений для исследования расщепленной структуры спектра магнитных блоховских подзон подобных сверхрешеток с периодом порядка нескольких десятков нанометров необходимы магнитные поля с индукцией порядка 10-40 кГс.

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. Число подзон определяется удвоенным числителем дроби p/q (p и q – взаимно простые числа), равной числу квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки.

Гамильтониан электрона \hat{H} имеет следующий вид:

$$\hat{H} = (\hat{p} - e\vec{A}/c)^2 \hat{E}/2m^* + \hat{H}_{SO(D,R)} - g\mu_B \mathcal{H} \hat{\sigma}_z + V(x, y) \hat{E}, \quad (1)$$

$$\hat{H}_{SO(D)} = \frac{\beta}{\hbar} [\hat{\sigma}_x \hat{p}_x - \hat{\sigma}_y (\hat{p}_y - eA_y/c)], \quad (2)$$

$$\hat{H}_{SOR} = \frac{\alpha}{\hbar} [\vec{z} \times \hat{\sigma}] \cdot (\hat{p} - \frac{e}{c} \vec{A}), \quad (3)$$

где \hat{H} – оператор Гамильтона, учитывающий действие двоякопериодического потенциала сверхрешетки $V(x, y)$, $\hat{H}_{SO(D,R)}$ – гамильтониан COB, $\alpha(\beta)$ – параметр COB Рашбы (Дрессельхауза), $\hat{\sigma}_i$ – матрицы Паули, g – фактор Ландэ, μ_B – магнетон Бора, \mathcal{H} – напряженность магнитного поля.

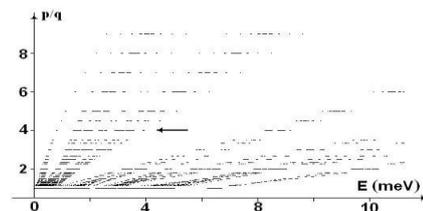


Рисунок 1. Зависимость положения магнитных подзон от числа квантов магнитного потока

Фрагмент энергетического спектра, состоящего из систем магнитных подзон, показан на рис. 1 для двумерного электронного газа в гетероструктуре на основе GaAs/InGaAs с параметрами $m^* = 0.05m_0$, $g = -4.0$, $a = 80$ нм, $V_0 = 1$ мэВ, $p/q = 4/1$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-9}$ эВ · см, $\beta = 2.5 \cdot 10^{-10}$ эВ · см. Область энергий вблизи рассматриваемого ниже числа квантов магнитного потока $p/q = 4/1$ отмечена стрелкой. Основная магнитная подзона при этом считалась полностью заполненной носителями. Расчет компонент тензора высокочастотной проводимости проводился нами в рамках формализма Кубо [5,6]:

$$\sigma_{ij} = C \sum_{\vec{k}, \mu, \nu} v_{\vec{k}, \mu, \nu}^i v_{\vec{k}, \mu, \nu}^j f_{\vec{k}, \mu} (1 - f_{\vec{k}, \nu}) \delta(E), \quad (4)$$

где $C = e^2/2\pi\hbar\omega$, $\delta(E) = \delta(\varepsilon_{\vec{k}, \nu} - \varepsilon_{\vec{k}, \mu} - \hbar\omega)$, $\varepsilon_{\vec{k}, \nu}$ – закон дисперсии электрона в подзоне с номером ν , f – функция распределения Ферми–Дирака. Суммирование в (4) ведётся по всем состояниям, лежащим выше и ниже уровня Ферми. Нетривиальный характер поглощения линейно поляризованного излучения электронным газом, обусловленный гиротропией среды, определяет течение эффектов Керра и Фарадея (рис. 2, 3) при переходах из основной заполненной в следующую за ней магнитную подзону в слое электронного газа толщины d :

$$\theta_F \approx \frac{Re(\sigma_{xy})}{\sigma_{xx}} \left[1 + \frac{1}{Z_+ \sigma_{xx}} \right]^{-1}, \quad (5)$$

$$\theta_K \approx \frac{Re(\sigma_{xy})}{\sigma_{xx}^2} \left(-\frac{2c}{d} \right) \left[\left(1 + \frac{1}{Z_+ \sigma_{xx}} \right) \left(1 + \frac{1}{Z_- \sigma_{xx}} \right) \right]^{-1}, \quad (6)$$

где $Z_{\pm} = d/[c(n_s \pm 1)]$, показатель преломления GaAs: 3,6.

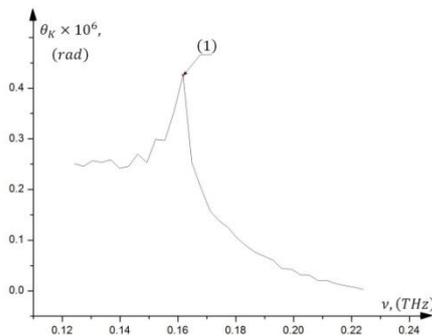


Рис. 2. Частотная зависимость угла Керра (СОВ Дрессельхауза)

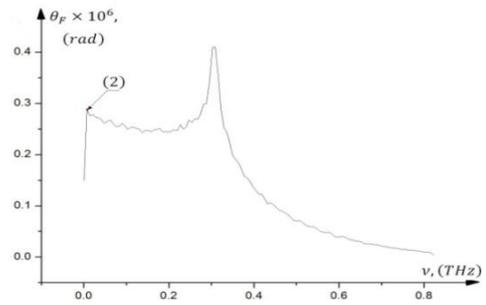


Рис. 3. Частотная зависимость угла Фарадея (СОВ Рашбы)

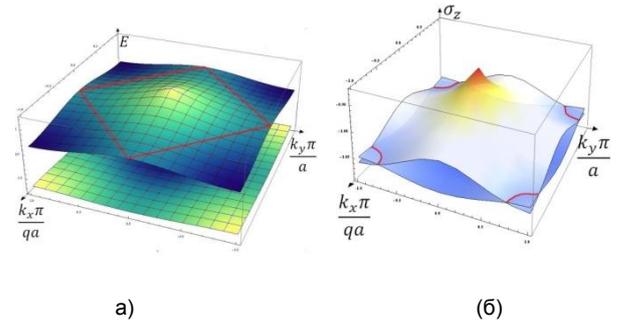


Рис. 4. Законы дисперсии и спиновая поляризация в магнитной зоне Бриллюэна

При этом пик (1) на рис. 2 обусловлен особенностью ван-Хова комбинированной плотности состояний в подзонах (состояния на линии в k -пространстве на рис. 4а), а пик (2) на рис. 3 – равенством z -компонент спиновых поляризаций начальных и конечных состояний в магнитных подзонах (линии пересечения поверхностей на рис. 4б). Последняя особенность в течении магнитооптических эффектов возникает исключительно из-за наличия СОВ в электронном газе, дающего определенный вклад в круговой дихроизм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 14-02-00174, 15-02-04028).

Литература

1. V.Ya. Demikhovskii, A.A. Perov // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 205307-1–205307-6.
2. А.А. Перов, Л.В. Солнышкова // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. Вып. 9. С. 717–723.
3. А.А. Перов, Л.В. Солнышкова // ФТП. 2009. Т. 43. Вып. 2. С. 214–219.
4. В.А. Волков, С.А. Михайлов // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. Вып. 9. С. 389–390.
5. P.M. Oppeneer, T. Maurer, J. Sticht, et al. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. P. 10924–10933.
6. М.-Н. Kim, G. Acbas, М.-Н. Yang, et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 214416-1–214416-11.

Магнитооптический эффект Керра и индуцированная спиновая поляризация состояний в 2DEG – поверхностной сверхрешётке в перпендикулярном магнитном поле

А.А. Перов^{*}, А.С. Рульков[&]

1 Национальный исследовательский Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*19perov73@gmail.com, &aleksurban666@gmail.com

Представлены результаты модельных аналитических и численных расчетов квантовых состояний носителей заряда в двоякопериодических поверхностных сверхрешетках n-типа, помещенных в перпендикулярное магнитное поле в рамках приближения сильной связи. Рассчитаны полярный эффект Керра и эффект Фарадея в электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. Исследован вклад спин-орбитального взаимодействия в магнитный круговой дихроизм.

Введение

Исследование управляемых оптических свойств полупроводниковых наноструктур со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) является одним из важных этапов развития нанопизики для будущих приложений в спинтронике и проектировании квантовых компьютеров. Одним из кандидатов на роль структур с нетривиальными магнитооптическими свойствами является электронный газ в двумерной сверхрешётке на основе GaAs и InGaAs с сильным СОВ, помещённой в квантующее магнитное поле [1-4]. Магнитооптические свойства подобных структур, в том числе поведение электродинамического отклика и протекание ряда эффектов, таких как эффекты Керра и Фарадея, до сих пор оставались мало исследованными. В данной работе исследуется частотная зависимость углов вращения Фарадея и Керра (полярный эффект Керра), выраженных через компоненты тензора динамической проводимости, рассчитанного в присутствии внешнего линейно-поляризованного терагерцевого излучения. Расчеты тензора проводимости проведены для 2DEG в гетеропереходе GaAs/InGaAs с поверхностной сверхрешеткой с реальными параметрами спин-орбитального взаимодействия Рашбы.

Квантовые состояния носителей и электродинамический отклик системы

В рамках приближения сильной связи в присутствии перпендикулярного электронному газу магнитного поля гамильтониан электрона имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_o + \hat{H}_{so} + \hat{H}_z, \quad (1)$$

$$\hat{H}_o = 2E_0(\cos a\hat{k}_x + \cos(a\hat{k}_y - 2\pi n^p/q)), \quad (2)$$

$$\hat{H}_{so} = -\alpha(\sin(\hat{k}_x a)\hat{\sigma}_y - \sin(\hat{k}_y a - 2\pi n^p/q)\hat{\sigma}_x)/a, \quad (3)$$

$$\hat{H}_z = g\mu_B \mathcal{H} \hat{\sigma}_z, \quad (4)$$

где \hat{H}_{so} – гамильтониан СОВ Рашбы, \hat{H}_z – гамильтониан зеемановского взаимодействия, a – период сверхрешётки, p/q – число квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки (p и q – взаимно простые числа), α – параметр СОВ, $\hat{\sigma}_i$ – матрицы Паули, g – фактор Ландэ, μ_B – магнетон Бора, \mathcal{H} – напряжённость магнитного поля. На рис. 1 представлена зависимость положения магнитных энергетических подзон Ландау от числа квантов потока p/q .

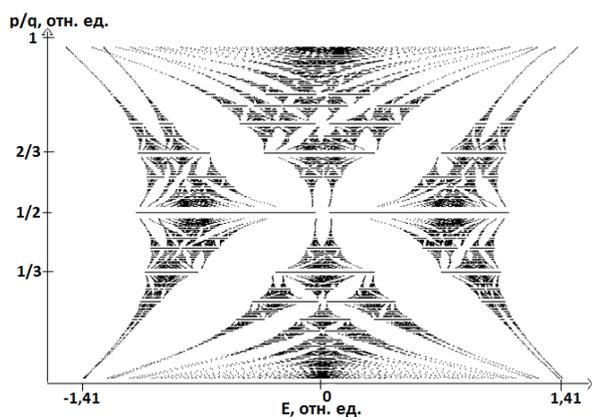


Рис. 1. Зависимость энергии электрона от числа квантов магнитного потока

Количество магнитных подзон при каждом конкретном значении p/q определяется удвоенным значением знаменателя дроби q .

Расчёт измеримых магнитооптических величин, индуцированных полем волны, начинается с вычисления компонент тензора проводимости σ_{ij} в рамках теории линейного отклика Кубо [4]. Компоненты тензора проводимости определяют величины угла поворота плоскости поляризации в эффектах Керра [5] и Фарадея [6]. Воспользуемся выражениями для этих углов, полученными в работе [7] для двумерного электронного газа в гетероструктуре с толщиной d , которые переходят в предельном случае тонкой пленки ($kd \ll 1$) в результаты работы [6]. Рассматривалась одна заполненная подзона Ландау из шести при $p/q = 1/3$.

На рис. 2 представлены рассчитанные z-проекции спиновой поляризации состояний в нижней заполненной и следующей за ней магнитными подзонами (в относительных единицах).

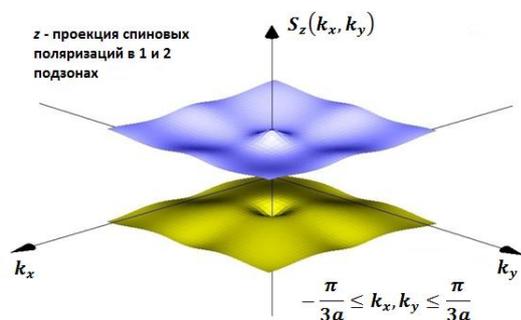


Рис. 2. Проекция спиновых поляризаций электрона

Абсолютно противоположным по знаку значениям проекций спиновых поляризаций электрона соответствуют частоты переходов, при которых отсут-

ствует поглощение в среде, обусловленное ее гиротропией ($Im(\sigma_{xy}) = 0$).

При этом эллиптичность отраженной волны обращается в ноль на соответствующей частоте. Частоты смены знака угла Керра на рис. 3 также сопоставлены особенностям спиновой поляризации состояний носителей в магнитной зоне Бриллюэна.

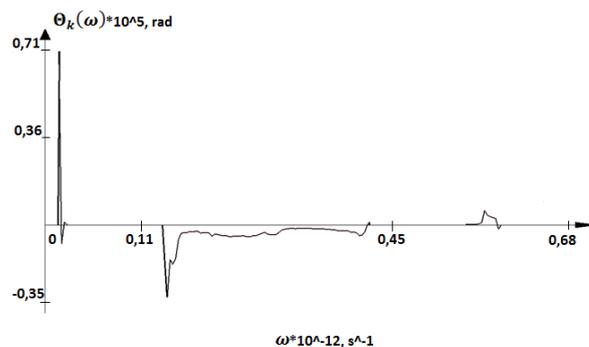


Рис. 3. Частотная зависимость угла Керра

Следует отметить, что в модельных расчетах в отсутствие СОВ в газе носителей подобного течения магнитооптического эффекта Керра не наблюдалось в силу коллинеарности электронного спина вектору внешнего магнитного поля в каждом квантовом состоянии и независимости операторов электронной скорости от спиновых матриц.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 14-02-00174, 15-02-04028).

Литература

1. V.Ya. Demikhovskii, A.A. Perov // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 205307-1–205307-6.
2. А.А. Перов, Л.В. Солнышкова // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. Вып. 9. С. 717–723.
3. А.А. Перов, Л.В. Солнышкова // ФТП. 2009. Т. 43. Вып. 2. С. 214–219.
4. P.M. Oppeneer, T. Maurer, J. Sticht, *et al.* // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. P. 10924–10933.
5. F. Zhang, H.Z. Zheng, Y. Li, *et al.* // Europhysics Letters. 2008. V. 83. P. 47006-p1–47006-p6.
6. В.А. Волков, С.А. Михайлов // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. Вып. 9. С. 389–390.
7. М.-Н. Kim, G. Acbas, М.-Н. Yang, *et al.* // Phys.Rev. B. 2007. V. 75. P. 214416-1–214416-11.

Микромагнетизм в магнитоэлектрических материалах и мультиферроиках

**А.П. Пятаков^{1*}, В.И. Белотелов^{1,2}, А.С. Сергеев¹, Е.П. Николаева¹, З.А. Пятакова³,
А.В. Николаев¹, Т.Б. Косых¹, А.К. Звездин^{2,4,5§}**

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

² Российский квантовый центр, Сколково, ул. Новая, 100А, Москва, 143025.

³ РГУ нефти и газа имени И.М. Губкина, Ленинский проспект, 65, Москва, 119991.

⁴ Институт общей физики РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 199991.

⁵ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 199991.

*alexander.pyatakov@gmail.com, §zvezdin@gmail.com

В докладе дан обзор текущего состояния исследований в области микромагнетизма мультиферроиков и магнитоэлектрических сред. Особое внимание уделено магнитоэлектрическим свойствам микромагнитных структур в пленках ферритов гранатов. Показано наличие магнитоэлектрических свойств у других микромагнитных структур пониженной размерности – линий и точек Блоха, магнитных вихрей и скирмионов.

Введение

Интерес к мультиферроикам – средам, в которых сосуществуют магнитное и электрическое упорядочения, подогревается возможностью практических применений наблюдающихся в них магнитоэлектрических эффектов. При этом уже сложился традиционный подход к изучению свойств магнитоэлектрических веществ, подразумевающий однородность среды: исследуемый объем вещества представляет собой один магнитный или сегнетоэлектрический домен.

Однако в последнее время наметилась отчетливая тенденция к исследованию материалов в спонтанном состоянии, с учетом наличия в них доменной структуры [1-3], которая является неперенным атрибутом пленок мультиферроиков в спонтанном состоянии. С уменьшением толщины пленок увеличивается объемная доля доменных границ и других магнитных неоднородностей, так что учет их особых свойств становится необходимым. Кроме того, как будет показано ниже, доменные границы и другие микромагнитные структуры обладают магнитоэлектрическими свойствами, которые отсутствуют у однородно намагниченных областей – доменов, что создает новую область исследования в микромагнетизме.

Магнитоэлектрические свойства пленок ферритов гранатов

Эпитаксиальные пленки ферритов гранатов – классический материал магнитооптики – в последнее время привлекает внимание в связи с обнаружением магнитоэлектрических свойств микромагнитных структур в них. Первоначально они проявлялись в виде усиления на границе домена электромагнитооптического эффекта – изменения под действием электрического поля угла фарадеевского вращения (рис. 1а). В более поздних исследованиях наблюдалось уже перемещение доменных границ и блоховских линий под действием электрически заряженного зонда [3]. В 2015 году развернулась дискуссия относительно природы явления [3,5,6]. Согласно гипотезе неоднородного магнитоэлектрического (флексомагнитоэлектрического) эффекта, магнитные неоднородности, в частности доменные стенки Нееля, локально понижая симметрию, становятся электрически поляризованными и электростатически взаимодействуют с заряженным зондом-иглой [3]. Согласно другой версии, неоднородное электрическое поле иглы-зонда порождало локальное изменение магнитной анизотропии [4], которое приводило к феноменологически схожему эффекту притяжения или отталкивания (в зависимости от электрической полярности) доменной границы к кончику зонда.

Дополнительные свидетельства в пользу первого механизма, предполагающего наличие электрической поляризации у доменных границ (даже в отсутствие электрического зонда) были получены с помощью одномолекулярной спектроскопии (рис. 1в). При этом в качестве зондов используются люминесцентные молекулы, смещение линии излучения которых за счет эффекта Штарка позволяет обнаруживать электрические поля, связанные с

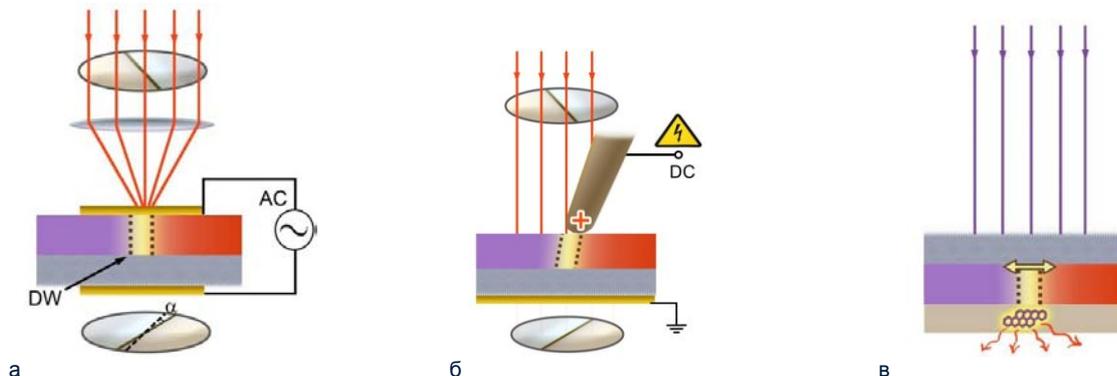


Рисунок 1. Три способа наблюдения магнитоэлектрических свойств в пленках феррита граната: а) электромагнитооптический [4]; б) магнитоэлектрический зондовый [3,5]; в) спектроскопия одиночных молекул [6]

Микромагнитные структуры пониженной размерности

Доменные границы не исчерпывают всего многообразия микромагнитных структур. Другие магнитные неоднородности пониженной размерности, такие как линии Блоха, представляющие собой фрагмент стенки Нееля в доменной границе блоховского типа, также реагируют на электрическое поле иглы [3]. Простой анализ позволяет предсказать также наличие заряда у точки Блоха [3].

Согласно нашим микромагнитным расчетам [3], магнитные вихри обладают электрическим зарядом, локализованным в ядре вихря, а скирмионы могут быть стабилизированы в области под обкладкой заряженного конденсатора (рис. 2).

Таким образом, приведенные выше экспериментальные подтверждения наличия электрической поляризации у микромагнитных структур, а также данные численных расчетов открывают новую, микромагнитную, главу в физике магнитоэлектриков.

Проект поддержан грантами РФФИ № 16-02-00494-а и 14-29-08216-офи-м.

неоднородностями в распределении намагниченности пленок ферритов гранатов [6]. Данный способ детектирования электрических полей не возмущает магнитные параметры образца и его микромагнитную конфигурацию (а значит, альтернативный сценарий, с изменением анизотропии, не реализуется), кроме того, он потенциально позволяет детектировать электрические поля с атомарным разрешением.

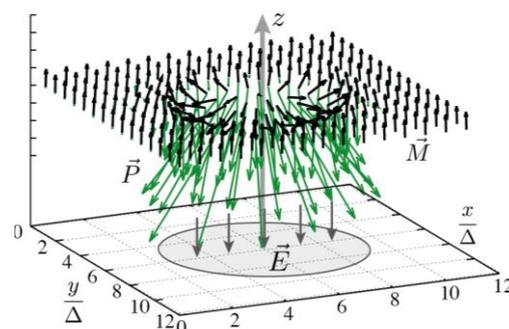


Рисунок 2. Распределение намагниченности (короткие черные стрелки) и электрической поляризации (длинные) в скирмионе, стабилизированном электрическим полем

Литература

1. G. Catalan, J. Seidel, R. Ramesh, J. Scott // *Reviews of Modern Physics*, V. 84, 119–156 (2012).
2. S. Matzen, St. Fusil // *Comptes Rendus Physique*, V. 16, 227–240 (2015).
3. А.П. Пятаков, А.С. Сергеев, Е.П. Николаева *и др.* // *УФН*, Т. 185, 1077–1088 (2015).
4. Б.Б. Кричевцов, Р.В. Писарев, А.Г. Селицкий // *ЖЭТФ*, Т. 101, 1056 (1992).
5. Г.В. Арзамасцева *и др.* // *ЖЭТФ*, Т. 147, 793 (2015).
6. I.S. Veshchunov, *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, V. 115, 027601 (2015).

Резонансное косвенное обменное взаимодействие

И.В. Рожанский^{1,2,*}, И.В. Крайнов¹, Н.С. Аверкиев¹

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

2 Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251.

*rozhansky@gmail.com

Теоретически исследовано явление косвенного обменного взаимодействия магнитных центров через пространственно отделенный проводящий канал. Показано, что резонансная туннельная связь магнитных ионов с каналом приводит к усилению магнитного взаимодействия. Предложен механизм управления магнитными свойствами за счет изменения условий резонансной связи.

Введение

Обменное взаимодействие - взаимодействие тождественных частиц в квантовой механике, приводящее к зависимости энергии системы частиц от её полного спина. В случае непосредственного перекрытия волновых функций частиц говорят о прямом обмене, а в случае присутствия частицы-посредника, через которую происходит взаимодействие, - о косвенном обмене. Обменное взаимодействие ответственно за явление магнетизма. В работе развита теория нового типа косвенного обменного взаимодействия между магнитными ионами за счёт электронного или дырочного газа. Мы рассматриваем случай, когда магнитные ионы отделены от двумерного проводящего канала потенциальным барьером, допускающим туннелирование. Стандартная теория косвенного обмена через свободные носители (теория РККИ) в этом случае предсказывает экспоненциальное подавление магнитного взаимодействия. Однако, если на магнитных примесях имеются локализованные состояния, лежащие в интервале энергий заполненных состояний в канале, создаются условия для резонансного туннелирования. При этом возникает значительное усиление косвенного обмена и изменяется характер взаимодействия, поскольку в таком обмене участвуют только носители из «резонансной» области спектра. Резонансный характер туннелирования не позволяет использовать теорию возмущений (т.е. стандартную теорию РККИ). Нами предложена теория для корректного учёта косвенного обмена в этом случае. Рассматривается парное взаимодействие магнитных ионов через двумерный электронный канал. Гамильтониан системы имеет вид:

$$H = H_0 + H_T + H_J,$$

где H_0 - гамильтониан системы в отсутствие туннелирования и спин-спинового взаимодействия, H_T - туннельный член, H_J - слагаемое, описывающее обменное взаимодействие на магнитном ионе:

$$H_0 = \varepsilon_0 f_1^+ f_1 + \varepsilon_0 f_2^+ f_2 + \sum \varepsilon_n c_n^+ c_n,$$

$$H_T = T \sum (f_1^+ c_n + f_2^+ c_n + h.c.),$$

$$H_J = J (I_1 s f_1^+ f_1 + I_2 s f_2^+ f_2),$$

$f_{1,2}^+, \varepsilon_0$ - операторы рождения и энергия связанного состояния на магнитном ионе, c_n^+ - операторы рождения для состояний в канале, T - туннельный параметр, J - обменная константа, $I_{1,2}$ - спины ионов, s - спин электрона. Задача решена путем диагонализации гамильтониана H при фиксированной ориентации спинов ионов и вычисления разницы энергий для параллельной и антипараллельной конфигураций спинов.

Гетероструктуры (Ga,Mn)As

Теория резонансного косвенного обмена применена для полупроводниковых гетероструктур, содержащих квантовую яму на основе InGaAs и отделенный от нее слой Mn. На рис. 1 приведен пример расчета энергии косвенного обменного взаимодействия между двумя ионами Mn через дырки в квантовой яме ($J \sim 0.1E_F$, $T \sim 0.01E_F$). Условие резонанса возникает при попадании акцепторного уровня Mn ε_0 в диапазон заполненных состояний тяжелых дырок в квантовой яме, при этом энергия взаимодействия возрастает на два порядка по сравнению с нерезонансным случаем $\varepsilon_0 > E_F$. Развитая теория позволила объяснить наблюдаемую экспериментально немонотонную зависимость температуры

Кюри от глубины квантовой ямы [1]. Для образцов, для которых выполняется условие резонансной туннельной связи, температура Кюри оказывается максимальной в соответствии с теорией. Модуляция температуры Кюри может быть достигнута и внешним электрическим полем затвора.

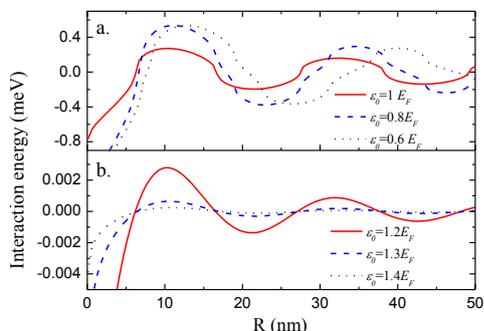


Рис. 1. Зависимость энергии резонансного косвенного обмена от расстояния между магнитными ионами. Резонансный (а) и нерезонансный (б) случаи

Графен

Другой системой, рассмотренной в работе, является графен с магнитными адатомами. Резонансная туннельная связь между адатомами и двумерными свободными носителями в графене в этом случае также приводит к усилению обменного взаимодействия. Наиболее интересным результатом является то, что в случае резонансного обмена характер магнитного взаимодействия (антиферромагнитное или ферромагнитное) зависит только от энергии локализованного состояния на адатоме, но не зависит от расположения адатомов на поверхности графена. Этот результат кардинально отличается от данных расчетов по теории РККИ-взаимодействия в графене, в которых характер взаимодействия (ферромагнитный или антиферромагнитный) зависит от расположения магнитных центров относительно подрешеток графена А и В (конфигурации АА или АВ), а при случайном расположении макроскопического магнитного взаимодействия нет. В случае же резонансного косвенного обмена основной вклад во взаимодействие вносят электроны или дырки графена из узкой области спектра вблизи связанного состояния на адатоме, при этом как для АА, так и для АВ конфигураций на малых расстояниях взаимодействие одного знака (рис. 2). Уровень адатома в валентной зоне проводимости графена приводит к антиферромагнетизму (рис. 2а), а в зоне проводимости - к ферромагнетизму (рис. 2б). Таким образом, даже для случайного расположения адатомов одного типа имеется определенное магнитное взаимодействие в графене [2].

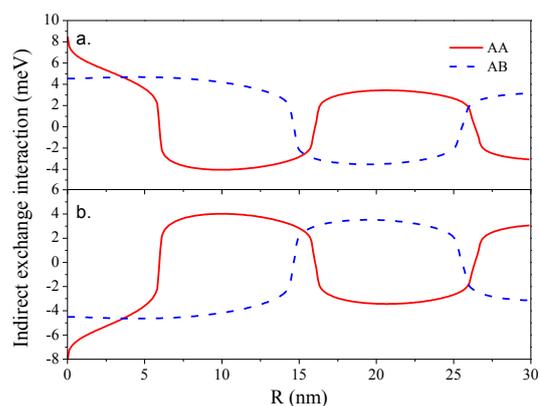


Рис. 2. Зависимость энергии резонансного косвенного обмена в графене от расстояния между адатомами. Антиферромагнитный (а) и ферромагнитный (б) случаи

Условие резонанса локализованного состояния на адатоме со спектром заполненных состояний графена зависит от положения уровня Ферми. Поэтому изменение уровня Ферми носителей в графене электрическим полем затвора должно приводить к значительной модуляции взаимодействия (пример такой модуляции приведен на рис. 3 для $\epsilon_0 = -100$ meV), это открывает возможности для управления магнитными свойствами такой системы.

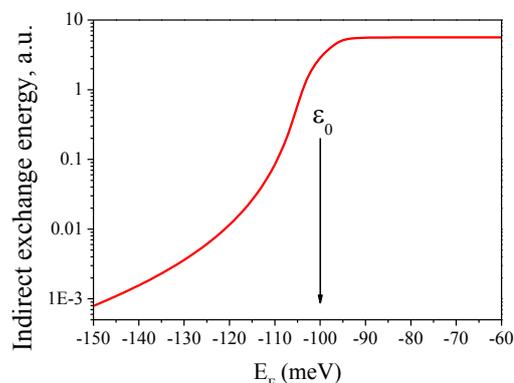


Рис. 3. Зависимость энергии косвенного обмена в графене от положения уровня Ферми

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 14-12-00255).

Литература

1. I.V. Rozhansky, I.V. Krainov, N.S. Averkiev, B.A. Aronzon, A.B. Davydov, K.I. Kugel, V. Tripathi, E. Lähderanta // *Appl. Phys. Lett.*, V. 106, 252402 (2015).
2. I.V. Krainov, I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev, E. Lähderanta // *Phys. Rev. B*, V. 92, 155432 (2015).

Люминесценция спиновых светодиодов с ферромагнитным инжектором CoPt

А.В. Рыков^{1,2,*}, М.В. Дорохин¹, Е.И. Малышева¹, П.Б. Демина¹, А.В. Здоровейцев¹

¹ НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*rikov@nifti.unn.ru

Изготовлены и исследованы светоизлучающие диоды на основе гетероструктур GaAs/InGaAs с КЯ и ферромагнитным инжектором CoPt. Экспериментально получены зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции от магнитного поля для различного содержания In в квантовой яме (глубины КЯ InGaAs). Результаты объясняются влиянием глубины КЯ на процессы спиновой релаксации носителей.

Введение

Спиновый светодиод (ССИД) – один из перспективных приборов спинтроники [1]. Работа ССИД основана на генерации спин-зависимого циркулярно-поляризованного излучения. Принципиальная модель ССИД включает в себя ферромагнитный (ФМ) инжектор, в котором носители поляризуются по спину. Поляризованные носители диффундируют в активную область (квантовую яму - КЯ), где происходит рекомбинация с испусканием циркулярно-поляризованного излучения. В применении к приборным структурам особый интерес представляет возможность управления длиной волны излучения, которая в структурах на основе GaAs с квантовыми ямами определяется выбором состава твердого раствора. В настоящей работе исследованы спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с ферромагнитным инжектором на основе CoPt [2]. Для управления длиной волны излучения варьируется глубина КЯ (путем изменения содержания In_x). Исследуются процессы спинового рассеяния инжектированных из ФМ-металла носителей при релаксации в квантовую яму различной глубины.

Методика эксперимента

В работе рассматриваются структуры, сформированные методом газозфазной эпитаксии при пониженном давлении (100 мбар) и температуре 650°C. На подложке n^+ -GaAs выращивался буферный слой n -GaAs толщиной 500 нм, квантовая яма $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (ширина 10 нм) и спейсерный слой GaAs толщиной 20 нм. В середину спейсерного слоя был введен дельта-слой углерода для повышения концентрации

дырок в активной области. В данной работе варьируемым параметром являлся x - содержание In в твердом растворе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, которое определяет глубину КЯ.

Ферромагнитный инжектор CoPt создавался методом электронно-лучевого послойного осаждения атомов Co и Pt при температуре 200°C. Подобного рода пленки имеют остаточную намагниченность при снятии магнитного поля. Также использование инжекторов CoPt позволяет получить насыщение намагниченности при меньших значениях магнитного поля [2]. Для повышения эффективности инжекции поляризованных носителей из ферромагнетика в полупроводник на поверхность GaAs до нанесения пленки CoPt был нанесен туннельно-тонкий слой Al_2O_3 .

В работе были проведены исследования зависимости циркулярной поляризации электролюминесценции от магнитного поля при температурах от 10 до 120 К. Магнитное поле менялось в пределах до 2 кЭ и было приложено перпендикулярно плоскости структуры. Степень циркулярной поляризации P_C определялась как

$$P_C = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-), \quad (1)$$

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

На рис. 1 представлена зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от приложенного маг-

нитного поля при температуре 10 К для структуры с содержанием In $x = 12.8\%$. Для всех исследованных структур зависимости подобны. Наличие петли гистерезиса характерно для ферромагнитных пленок, и подобное поведение степени циркулярной поляризации следует из подобия магнитопольевых зависимостей намагниченности и степени циркулярной поляризации. Так, ненулевое значение степени поляризации при нулевом магнитном поле связано с остаточной намагниченностью пленки CoPt.

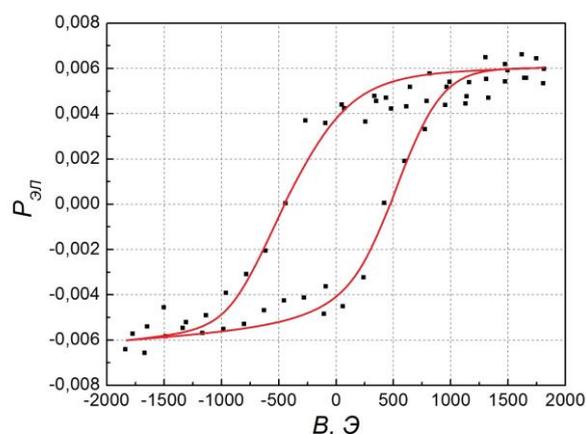


Рис. 1. Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ диода с $x = 12.8\%$ от магнитного поля

Излучение циркулярно-поляризованного света свидетельствует о ненулевой спиновой поляризации носителей в активной области. При приложении положительного смещения к структуре из приконтактной области полупроводника электроны валентной зоны GaAs туннелируют в металлический контакт CoPt через туннельно-прозрачную пленку Al_2O_3 . Это явление равносильно инжекции дырок в полупроводник [1]. После приложения магнитного поля к ферромагнитному материалу плотность состояний в нем для носителей с «основным» спином повышается, а носителей с противоположным спином - снижается. Поэтому в металл из валентной зоны полупроводника переносятся преимущественно электроны с «основным» спином. Дырки, генерируемые в полупроводнике после ухода электронов из валентной зоны, также будут поляризованы по спину. Далее поляризованные по спину дырки диффундируют в квантовую яму и рекомбинируют с неполяризованными электронами из подложки.

Процесс рекомбинации спин-поляризованных дырок зависит от глубины квантовой ямы. Исследова-

ние электролюминесценции диодов с варьируемым содержанием In в квантовой яме показало немонотонную зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от x (рис. 2).

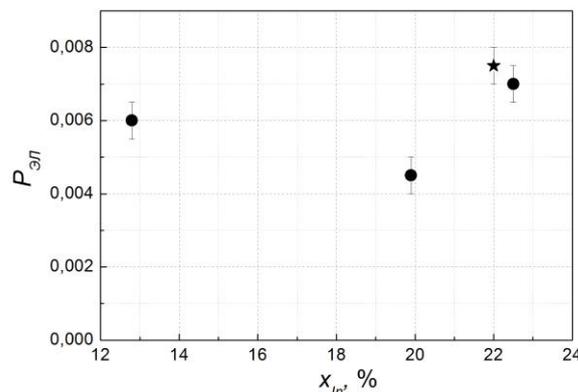


Рис. 2. Степень циркулярной поляризации ЭЛ диодов с различным содержанием In в КЯ. Звездочка соответствует диоду с $x = 22\%$, выращенному методом ГФЭ при атмосферном давлении

Полученный результат предположительно связан с процессами спиновой релаксации дырок при термализации на состояния квантовой ямы. Указанный процесс сопровождается испусканием акустических и оптических фононов, а также, с определённой вероятностью, переворотом спина. Вероятность спинового рассеяния, очевидно, зависит от взаимодействия с фононами и от теряемой носителями энергии (которая соответствует ограничивающему потенциалу для дырок в КЯ).

Таким образом, в работе зарегистрирована зависимость степени циркулярной поляризации от содержания In в квантовой яме InGaAs/GaAs, которая объясняется взаимосвязью процессов релаксации по энергии и по спину инжектированных из ферромагнитного металла спин-поляризованных дырок.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты № 8.1054.2014/К и № 3.285.2014/К) Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (грант 16-07-01102_a).

Литература

1. Н.В. Байдусь, П.Б. Демина, М.В. Дорохин и др. // ФТП, Т. 39, 25 (2005).
2. А.В. Здравейцев, М.В. Дорохин, П.Б. Демина и др. // ФТП, Т. 49, 1649 (2015).

Двумерные магнитные наноструктуры с перпендикулярной анизотропией

М.В. Сапожников¹, С.Н. Вдовичев¹, О.Л. Ермолаева¹, Н.С. Гусев¹, С.А. Гусев¹,
Ю.В. Петров², Р.В. Горев¹, А.А. Фраерман¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург.

*msap@ipmras.ru

Методами холловской и магнитооптической магнитометрии исследованы кривые намагничивания наноструктур с перпендикулярной магнитной анизотропией, а именно 1) тонкие плоские магнитные пленки с латерально модулированной величиной магнитной анизотропии; и 2) наногофрированные тонкие пленки. Магнитные состояния структур исследованы методами магнитно-силовой микроскопии. Обнаружено формирование топологически заряженных неоднородных распределений намагниченности. Данные экспериментальных исследований находятся в хорошем соответствии с теоретически рассчитанными (с использованием методов микромагнитного моделирования) кривыми намагничивания подобных систем.

В настоящей работе представлены экспериментальные исследования магнитных состояний, возникающих в процессе перемагничивания магнитных наноструктур с перпендикулярной анизотропией. Были исследованы два типа образцов: 1) тонкие плоские магнитные пленки с латерально модулированной величиной магнитной анизотропии; 2) наногофрированные тонкие пленки. Оба типа образцов были изготовлены на основе многослойных пленок Co/Pt, обладающих перпендикулярной анизотропией. В первом случае локальное изменение анизотропии исходной пленки CoPt было проведено с использованием ионного гелиевого микроскопа Carl Zeiss Orion и системы литографии Nanomaker. Экспонированные ионами области имеют круглую форму диаметром 100 нм, периодически расположены в квадратной решетке. Атомно-силовое исследование поверхности продемонстрировало отсутствие какого-либо рельефа, в то время как магнитно-силовые измерения показали возникновение периодической магнитной структуры в процессе перемагничивания пленки в том случае, когда доза облучения составляла 2×10^{15} ионов/см² или более (рис. 1). Цилиндрическая симметрия в распределении сигнала свидетельствует о скирмионном [1] или вихревом распределении намагниченности в облученной пучком ионов области. Кривые намагничивания структур были исследованы методами холловской магнитометрии. Сравнение экспериментальной кривой намагничивания с результатами микромагнитного моделирования (подробно схема моделирования изложена

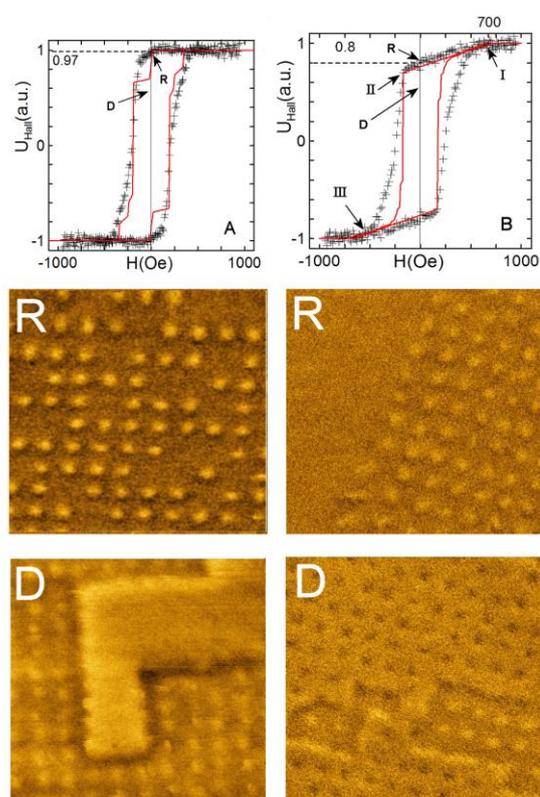


Рис. 1. Левая колонка – данные для образца с низкой дозой облучения (2×10^{15} ионов/см²), правая - для образца с более высокой дозой облучения (3×10^{15} ионов/см²). Сверху вниз: гистерезис эффекта Холла (крестики - экспериментальные данные, линия - расчет), МСМ-изображение магнитной конфигурации в остаточном состоянии образца, МСМ-изображение магнитной конфигурации в размагниченном состоянии. Данные состояния обозначены соответствующими буквами (R, D) на графиках. Размер сканирования $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$

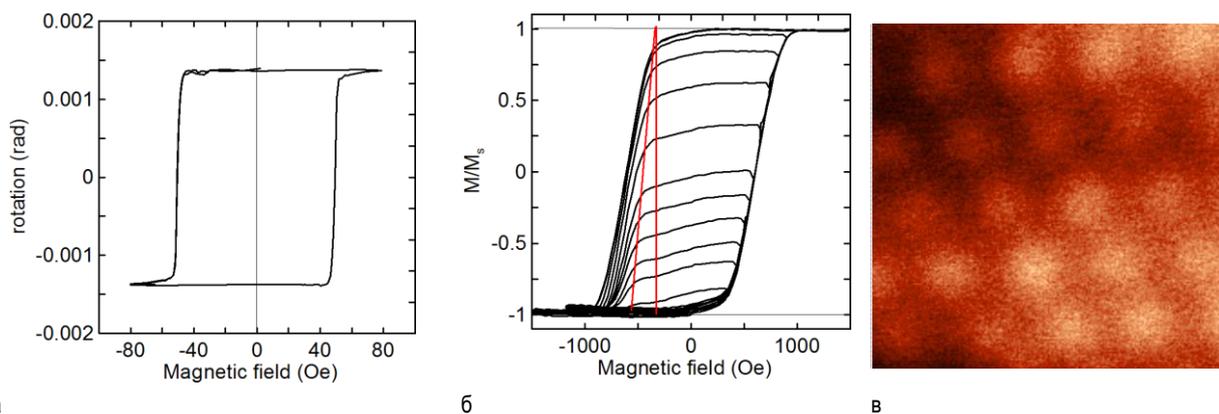


Рис. 2. а) Характерный вид петли гистерезиса полярного эффекта Керра для исходной многослойной пленки Co/Pt. б) петля гистерезиса для Co/Pt многослойки, напыленной на поверхность коллоидного кристалла (диаметр частиц 290 нм). в) МСМ-изображение распределения намагниченности Co/Pt-многослойки, напыленной на поверхность коллоидного кристалла в остаточном состоянии. Размер сканирования $1.5 \mu\text{m} \times 1.5 \mu\text{m}$

в [2]) позволяет утверждать, что при больших дозах облучения в облученной области анизотропия меняет знак. Это приводит к формированию решетки магнитных вихрей на фоне перпендикулярно намагниченной необлученной области. Для образца с дозой облучения 2×10^{15} ионов/ cm^2 анизотропия в облученных областях уменьшается, но не меняет знака. В этом случае наблюдается формирование решетки магнитных скирмионов. Данные магнитно-силового сканирования подтверждают вышесказанное предположение – магнитные скирмионы видны только на фоне магнитных доменов с противоположно направленной намагниченностью, в то время как магнитные вихри видны на фоне домена независимо от его направления намагниченности (рис. 1, нижний ряд).

Второй тип структур был изготовлен путем магнетронного нанесения многослойных Co/Pt пленок на поверхность коллоидного кристалла ПММА с размерами частиц в пределах 125–400 нм для разных образцов. В результате были получены периодические двумерные гексагональные решетки магнитных нанополусфер. Проведенные измерения кри-

вых намагниченности образцов позволяют оценить разброс поля коэрцитивности в ансамбле магнитных нанополусфер (~ 400 Э) и величину магнито-статического взаимодействия между ними (~ 300 Э) в соответствии с моделью, предложенной в [3]. При этом обнаружено существенное увеличение коэрцитивности структуры по сравнению с плоской многослойной пленкой Co/Pt (рис. 2а,б)

Работа поддержана грантами РФФИ. В работе использовано оборудование Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ и ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

Литература

1. N. Nagaosa and Y. Tokura // Nature Nanotech., V. 8, 899 (2013).
2. M.V. Sapozhnikov // J. Magn. Magn. Mater., V. 396, 338 (2015).
3. A.A. Fraerman and M.V. Sapozhnikov // Phys. Rev. B, V. 65, 184433 (2002).

Индукцированная спиновым током динамика доменной границы в нанопроводе с перпендикулярной магнитной анизотропией

П.Н. Скирдков^{1,2,3,*}, К.А. Тихомирова^{1,2}, К.А. Звездин^{1,2,3}

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

² Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

³ Российский квантовый центр, Новая 100А, Сколково, Московская область, 143025.

* petr.skirdkov@phystech.edu

В данной работе рассмотрена стабильность различных типов ДГ в нанопроводе с перпендикулярной магнитной анизотропией в зависимости от его геометрических размеров. Рассмотрена возможность возбуждения каждого устойчивого типа ДГ перпендикулярно инжектируемым спин-поляризованным током. Рассмотрена зависимость динамики от направления намагниченности поляризатора. Проанализированы скорости движения ДГ для каждого случая. Отдельно изучен аналог уокеровского предела для случая перпендикулярной инжекции тока. Рассмотрена динамика намагниченности в случае превышения данного предела.

Введение

В последнее время динамика доменных границ (ДГ) привлекает значительное внимание. С одной стороны, это обусловлено чисто фундаментальным интересом. С другой стороны, контролируемые смещения ДГ лежат в основе большинства спинтронных приборов. Изначально предполагалось смещать ДГ за счёт внешнего магнитного поля. Однако данный подход имеет целый ряд недостатков, избежать которые удастся в случае контроля ДГ электрическим током. Наиболее эффективной в данном случае оказывается перпендикулярная инжекция тока. Динамика ДГ в данном случае для магнитомягкого нанопровода была изучена как теоретически [1], так и экспериментально [2].

В то же время материалы с перпендикулярной магнитной анизотропией вызывают большой интерес в последние годы. Магнитные туннельные переходы с перпендикулярной плоскости лёгкой осью анизотропии имеют огромный потенциал для создания следующего поколения памяти с высокой плотностью записи и логических устройств с высокой температурной стабильностью и низким током переключения намагниченности [3].

Постановка задачи

Исследуемая система (рисунок 1) представляет из себя нанополоску CoFeB, намагниченную перпендикулярно плоскости и содержащую доменную стенку. Нанополоска имеет размер $4000 \times w \times 3$

нм³, где $w=10\text{--}220$ нм. Достаточная длина полоски позволяет исключить влияние краёв на доменную границу. Были использованы следующие магнитные параметры CoFeB: намагниченность насыщения $M_s=650$ эрг/Гс·см³, обменная константа $A=2 \times 10^{-6}$ эрг/см, затухание $\alpha=0.02$, константа анизотропии $K=3.3 \times 10^6$ эрг/см³ и спиновая поляризация $P=0.31$.

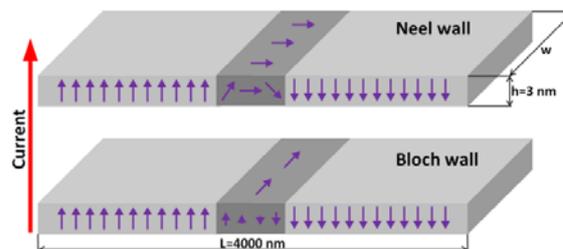


Рис. 1. Исследуемая структура

Для изучения возможности возбуждения динамики ДГ перпендикулярной инжекцией тока была проведена серия микромагнитных симуляций при помощи конечно-разностного микромагнитного кода SpinPM. Данный код основан на методе Рунге-Кутты четвёртого порядка точности с адаптивным контролем шага по времени и пространственной сеткой $2 \times 2 \times 3$ нм³. Чтобы сфокусироваться на действии эффекта переноса спина, действие поля Эрстеда не рассматривалось.

Результаты

Микромагнитное моделирование показывает, что в зависимости от ширины нанополоски тип устойчи-

вой доменной границы меняется с неелевской на блоховскую, при этом для промежуточных ширинок образуется гибридная доменная стенка (рисунок 2).

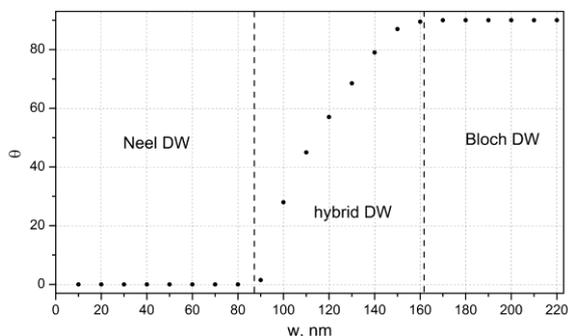


Рис. 2. Зависимость угла между направлением намагниченности в доменной границе и осью «икс» от ширины нанополоски

На рисунке 3 представлена зависимость положения доменной границы от времени для трёх различных плотностей тока. В данном случае рассматривалась неелевская ДС и ширина нанополоски 50 нм. Видно, что с увеличением плотности тока скорость ДС увеличивается. Однако, начиная с некоторого значения тока, доменная стенка прекращает стационарное движение и начинает осциллировать (случай 9×10^6 А/см²). Данный предел является аналогом Уокеровского предела для случая возбуждения динамики ДГ внешним магнитным полем.

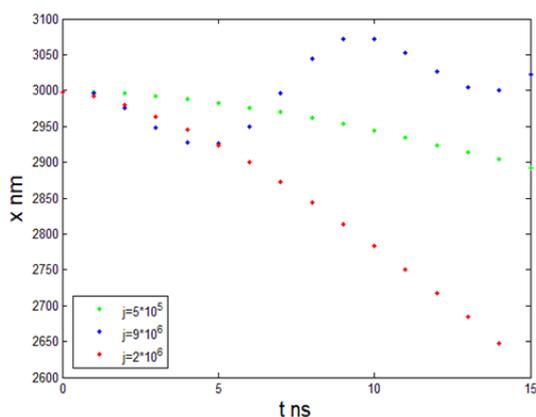


Рис. 3. Зависимость положения доменной стенки от времени для разных значений плотности тока

Стоит отметить, что при движении намагниченность в доменной стенке немного отклоняется от

начального направления. При этом, например, неелевская стенка переходит в гибридную. С увеличением скорости движения это отклонение увеличивается. Когда стенка превышает предельное значение скорости, то намагниченность в доменной границе начинает вращаться, а сам тип ДГ непрерывно меняется с неелевской на блоховскую и обратно (рисунок 4).

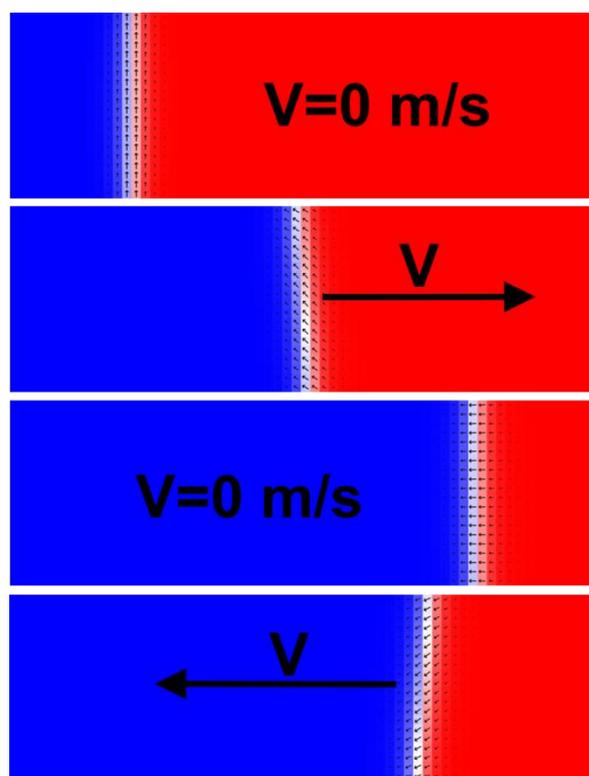


Рис. 4. Распределения намагниченности в разные моменты времени в случае плотности тока, большей, чем критическая плотность тока. Синим и красным цветом обозначена намагниченность, направленная вверх и вниз соответственно

Литература

1. A.V. Khvalkovskiy, *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 102, 067206 (2009).
2. A. Chanthbouala, *et al.* // Nature Physics, V. 7, 626–630 (2010).
3. S. Ikeda, *et al.* // Nature Materials, V. 9, 721–724 (2010).

Исследование спин-волновых резонансов в прямоугольных микрополосках

Е.В. Скороходов^{1,2}, В.Л. Миронов^{1,2}, Р.В. Горев¹, С.Н. Вдовичев¹,
Р.В. Якупов², Е.С. Демидов², Ю.В. Хивинцев³, Ю.А. Филимонов³

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

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

³ СФ ИРЭ им. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, г. Саратов, 410019.

*evgeny@ipm.sci-nnov.ru

В работе обсуждаются результаты экспериментального и микромагнитного исследования СВЧ-спектров и пространственного распределения колебаний намагниченности в ферромагнитной полоске прямоугольной формы. Показано, что резонансные колебания имеют сложную пространственную структуру, представляющую собой композицию мод квазиоднородной прецессии и продольного спин-волнового резонанса.

Введение

В последнее время наблюдается повышенный интерес к исследованиям СВЧ-свойств планарных паттернированных ферромагнитных структур в виде массивов магнитных элементов с различной пространственной симметрией [1]. Главным образом, это обусловлено перспективами применения таких структур для создания фильтров гигагерцевого диапазона частот. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального и микромагнитного исследований ФМР-отклика в планарных микрополосках прямоугольной формы с высоким аспектным соотношением. Особое внимание уделяется исследованиям модового состава вынужденных колебаний.

Методы эксперимента и расчета

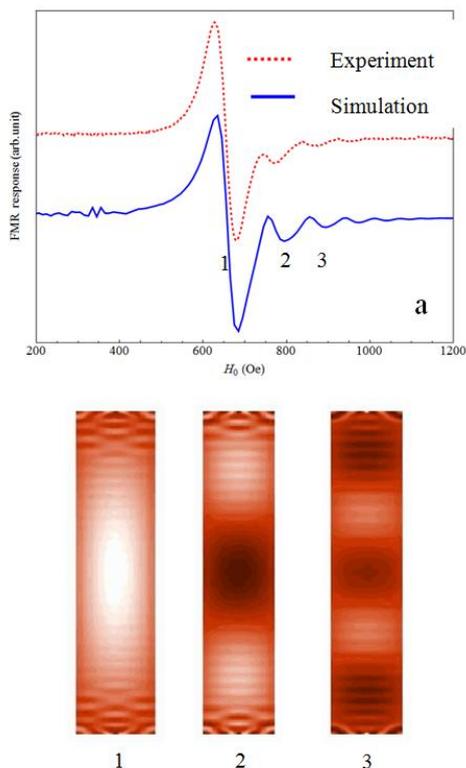
Методом электронной литографии из пленки пермаллоя толщиной 30 нм были изготовлены массивы прямоугольных микрополосок с латеральными размерами 3000 х 500 нм². Экспериментальные ФМР-исследования полученных структур проводились с помощью ЭПР-спектрометра Bruker EMX Plus-10/12, где использовалась TE₀₁₁-мода СВЧ-поля для возбуждения колебаний намагниченности. Постоянное магнитное поле изменялось до 2 Т. ФМР-отклик в микрополосках пермаллоя прямоугольной формы анализировался также при помощи микромагнитного моделирования. Моделирование проводилось на основе решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для намагниченности образца с использованием

стандартного пакета OOMMF. Геометрические размеры полоски в форме параллелепипеда соответствовали размерам изготовленных микрополосок (3000×500×30 нм³). В расчетах использовались следующие материальные константы пермаллоя: намагниченность насыщения $M_s = 750$ Гс, константа обменного взаимодействия $A = 13 \times 10^{-12}$ Дж/м. При моделировании полоска разбивалась на элементарные кубические ячейки со стороной 10 нм. В экспериментах по ФМР исследуется зависимость поглощения СВЧ-мощности на определенной частоте от величины внешнего постоянного магнитного поля. Для численного моделирования таких экспериментов нами рассчитывались временные зависимости вынужденных колебаний намагниченности микрополоски при различных значениях внешнего поля. Константа затухания α в данном моделировании бралась равной 0.005, что является близким значением к экспериментально полученным значениям для структур из пермаллоя. Частота накачки выбиралась близкой к характерной частоте ЭПР-спектрометра и составляла 9,8 ГГц.

Результаты и обсуждение

Мы исследовали зависимость ФМР-отклика в зависимости от взаимной ориентации постоянного магнитного поля и микрополоски. Во всех экспериментах переменное магнитное поле было направлено в плоскости микрополоски, что соответствовало максимальной эффективности возбуждения спиновых волн.

Рисунок 1а показывает экспериментальный (красная кривая) и численно рассчитанный (синяя кривая) ФМР спектры для геометрии, при которой внешнее постоянное поле направлено вдоль длинной стороны микрополоски. Результаты визуализации пространственных распределений колебаний, отвечающих различным пикам спектра, представлены на рис. 1б.



б

Рисунок 1. Экспериментальный (красная кривая) и численно рассчитанный (синяя кривая) ФМР-спектры при направлении внешнего постоянного поля вдоль длинной стороны микрополоски (а); визуализация пространственных распределений колебаний для резонансных пиков (б)

Из рис. 1б видно, что резонансные колебания, соответствующие пикам 1–3, имеют сложные пространственные распределения, представляющие собой суперпозицию различных мод продольного спин-волнового резонанса (длинноволновых и коротковолновых волн). Данная суперпозиция мод связана с немонотонным поведением дисперсионной кривой спектра спиновых волн, что, в свою очередь, ведет к вырождению мод. Длинноволновые моды определяются магнитодипольным взаимодействием, коротковолновые определяются обменным взаимодействием. На рис. 2 представлены

экспериментальный (красная кривая) и численно рассчитанный (синяя кривая) ФМР-спектры для геометрии, при которой внешнее постоянное поле направлено перпендикулярно плоскости микрополоски. Результаты визуализации пространственных распределений колебаний, отвечающих различным пикам спектра, представлены на рис. 2б.

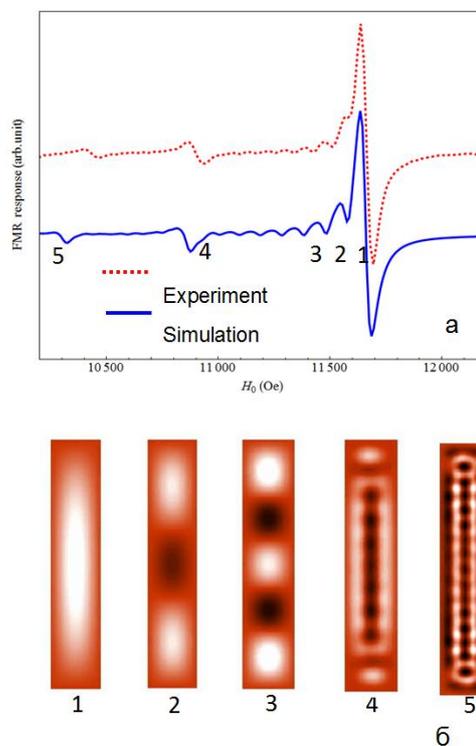


Рисунок 2. Экспериментальный (красная кривая) и численно рассчитанный (синяя кривая) ФМР-спектры при направлении внешнего постоянного поля перпендикулярно плоскости микрополоски (а); визуализация пространственных распределений колебаний для резонансных пиков (б)

Из рис. 2б видно, что резонансные колебания, соответствующие пикам 1–3, имеют простую пространственную структуру без суперпозиции. Это связано с монотонностью дисперсионной кривой спиновых волн для такой геометрии. Резонансные пики 4 и 5 являются суперпозициями мод, соответствующих различным дисперсионным веткам спиновых волн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 15-02-04462, 15-02-04081, 14-02-00625)

Литература

1. H. Zhang, A. Hoffmann, R. Divan, and P. Wang // Appl. Phys. Lett., V. 95, 232503 (2009).

Управляемый пиннинг доменной стенки в ферромагнитной нанопроволоке магнитными полями четырех наночастиц

С.В. Скороходов, О.Л. Ермолаева, В.Л. Миронов*

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

*mironov@ipmras.ru

Представлены результаты исследований процессов пиннинга/депиннинга доменной стенки в ферромагнитной нанопроволоке магнитными полями четырех наночастиц, расположенных под углом 45° к оси нанопроволоки. Проанализированы величины энергии пиннинга и поля депиннинга для различных конфигураций магнитных моментов частиц. Показано, что на основе такой системы можно реализовать переключаемую логическую ячейку.

Исследуемая планарная система в виде нанопроволоки и четырех наночастиц (рис. 1) была изготовлена посредством электронной литографии и ионного травления слоя пермаллоя $\text{Ni}_{20}\text{Fe}_{80}$, осажденного на подложке кремния методом магнетронного напыления. Нанопроволока имела размеры $3000 \times 100 \times 30 \text{ нм}^3$, наночастицы имели размеры $300 \times 100 \times 30 \text{ нм}^3$, расстояние между частицами и нанопроволокой – 50 нм. На одном конце нанопроволоки был сделан круглый диск диаметром 500, который имел низкую коэрцитивность и служил затравочной частью для зарождения доменной стенки. Частицы были расположены под углом 45° к оси нанопроволоки. Процессы перемагничивания такой системы были исследованы *in situ* с помощью магнитно-силового микроскопа (МСМ).

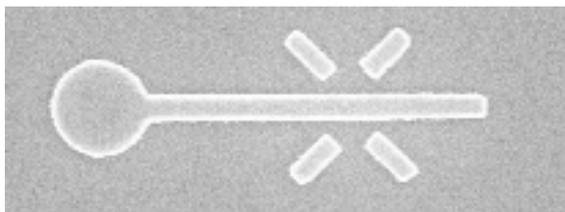


Рис. 1. СЭМ-изображение системы

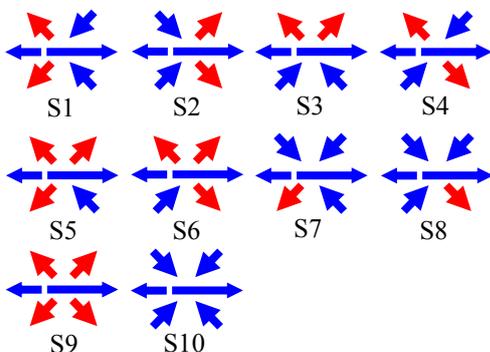


Рис. 2. Магнитные конфигурации системы

Магнитные поля частиц создают сложный профиль потенциальной энергии для движения доменной стенки вдоль нанопроволоки, который существенно зависит от конфигурации магнитных моментов частиц. В рассматриваемой системе существует десять неэквивалентных магнитных состояний (рис. 2), обладающих различной величиной энергии пиннинга доменной стенки. Теоретический анализ профилей потенциальной энергии системы показал, что наибольшая энергия пиннинга соответствует конфигурации магнитных моментов S1 и составляет порядка 30 эВ (поле депиннинга 250 Э). Конфигурация S2 обладает вдвое меньшим значением поля депиннинга. Остальные магнитные конфигурации имеют еще более низкий потенциальный барьер.

В качестве примера на рис. 3 представлены МСМ-изображения последовательных стадий перемагничивания системы с магнитной конфигурацией S1 во внешнем магнитном поле. Начальное состояние приготавливалось посредством намагничивания системы в сильном поле, приложенном вдоль оси нанопроволоки (рис. 3а). Затем прикладывалось постепенно увеличивающееся поле, направленное в противоположную сторону. В поле 200 Э в затравочной части происходило зарождение доменной стенки, которая затем пинниговалась в области между первыми наночастицами (рис. 3б). Положение доменной стенки было устойчиво вплоть до значения поля 300 Э. При превышении этого поля наблюдалось перемагничивание нанопроволоки (рис. 3в).

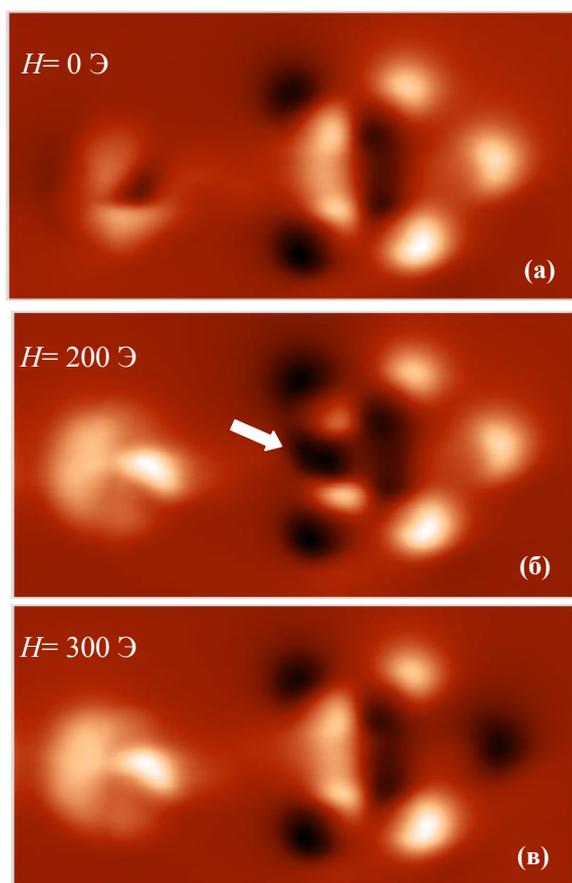


Рис. 3. МСМ-изображения последовательных стадий перемагничивания системы в состоянии S1. Стрелкой показано положение доменной стенки

Соотношение полей зарождения доменной стенки и полей депиннинга в различных магнитных конфигурациях позволяет реализовать на основе данной системы магнитную логическую ячейку с переключаемой логической функцией (рис. 4). Основным элементом ячейки – нанопроволока, по которой под действием внешнего магнитного поля движется доменная стенка типа «tail-to-tail». Свободный конец нанопроволоки является выходом ячейки. Одна пара частиц является входными элементами ячейки. Вторая пара частиц служит для изменения логической операции, выполняемой ячейкой. Входная и выходная информация кодируется направлением намагниченности. Алгоритм работы такой ячейки аналогичен алгоритму, описанному в [1]. На первой стадии в нанопроволоке записывается логическая «1» при помощи намагничивания ее во внешнем поле. После этого за счет локального магнитного поля записывается информация на входные наночастицы и на управляющие наночастицы. На финальной стадии происходит процесс вычисления, заключающийся в приложении реверсивного магнитного поля с амплитудой меньше поля депиннинга и считывании выходной информации.

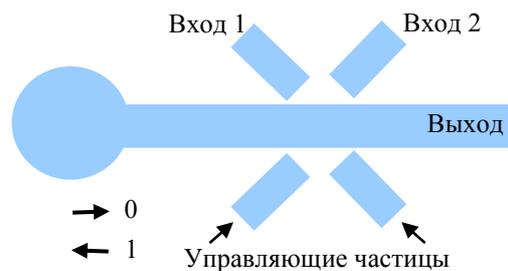


Рис. 4. Схема магнитной логической ячейки

Таблица 1.

Вход 1	Вход 2	Выход
0	0	0
0	1	0
1	0	0
1	1	1

Таблица 2.

Вход 1	Вход 2	Выход
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	0

Если магнитный момент управляющих частиц направлен вправо, то такая логическая ячейка выполняет операцию «И» (Таблица 1). Если магнитный момент управляющих частиц направлен влево, то такая логическая ячейка выполняет операцию «Или-Не» (Таблица 2). Если магнитный момент управляющих частиц направлен в противоположные стороны, то такая ячейка выключена и не выполняет никакой логической операции.

Работа поддержана РФФИ (проект № 15-02-04462) и программы президиума РАН.

Литература

1. V.L. Mironov, O.L. Ermolaeva, E.V. Skorohodov *et al.* // Physical Review B, V. 85, 144418 (2012).

Исследование высокочастотных магнитных свойств двуслойных асимметричных нанодисков: эксперимент и моделирование

М.Е. Стреблий^{1*}, А.Г. Колесников¹, Е.В. Суковатицина¹, А.В. Огнев¹,
А.С. Самардак¹, Л.А. Чеботкевич¹, В.А. Новосад²

¹ Дальневосточный федеральный университет, ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950.

² Argonne National Laboratory, Cass Avenue, 9700 S, Argonne, IL, USA, 60439.

*stebliyme@gmail.com

В работе представлены результаты исследования высокочастотных свойств магнитных наноструктур «диск на диске». Проведено сопоставление экспериментальных и рассчитанных данных. Показано, что магнитостатическое взаимодействие в асимметричных наноструктурах приводит к уширению пиков резонансных спектров по сравнению с одиночными нанодисками. Установлено, что форма резонансных кривых зависит от ориентации внешнего магнитного поля относительно оси симметрии наноструктуры «диск на диске».

Введение

Исследование процессов перемангничивания и микромагнитных конфигураций, образующихся в наноразмерных объектах, является актуальной задачей. Проведенные ранее исследования наноструктур, состоящих из двух дисков Ru диаметром 600 и 200 нм, расположенных асимметрично один на другом [1-2], выявили ряд интересных особенностей: (1) возможность контроля киральности вихря в большем диске; (2) возможность получения в малом диске однодоменной (SD) или вихревой (V) конфигураций намагниченности; (3) возможность контролируемого переключения между этими состояниями. В данной работе проведено экспериментальное исследование высокочастотных свойств наноструктур «диск на диске» и выполнены микромагнитные расчеты магнитной восприимчивости.

Результаты эксперимента

Структуры «диск на диске» были сформированы на поверхности компланарного волновода (CPW) $\text{Si}(3\text{nm})/\text{Au}(300\text{nm})$ с шириной центральной линии 4 мкм и длиной 1.5 мм, рис. 1а. Спектры поглощения были получены с использованием векторного сетевого анализатора в качестве источника переменного электрического тока. Намагниченность в наноструктурах возбуждали высокочастотным магнитным полем H_{RF} , которое индуцировали переменным током I_{RF} . При этом внешнее магнитное поле H_{DC} прикладывали под углом α относительно H_{RF} в плоскости образца.

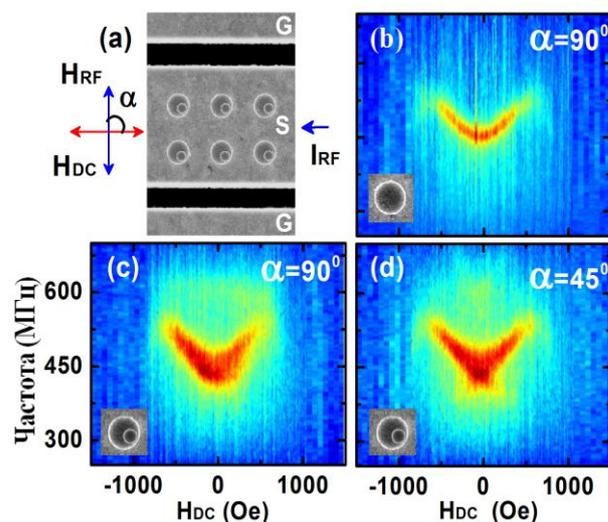


Рис. 1. (а) Изображение образца с наноструктурами «диск на диске». Диаграммы поглощения для случая единичного диска (b) и структур «диск на диске» при ориентации H_{DC} под углами 90° (c) и 45° (d)

На рис. 1b представлены диаграммы спектров поглощения, полученных в полях H_{DC} в интервале ± 1500 Э для единичного диска с магнитным вихрем [1]. В отсутствие магнитного поля ширина резонансного пика равна ~ 25 МГц, максимум приходится на 450 МГц. В поле $H_{\text{DC}} = 530$ Э ядро вихря аннигилирует, и резонанса не наблюдается. Добавление малого диска, при тех же условиях эксперимента, приводит к качественным изменениям диаграммы, рис. 1с. Ширина линии поглощения увеличивается до ~ 70 МГц. Появляется обширная область (зеленого цвета) слабого поглощения, в которой можно выделить линию на уровне 600 МГц. При ориентации поля H_{DC} под углом $\alpha = 45^\circ$ конфи-

гурация магнитных моментов в наноструктуре будет асимметрична. При этом диаграмма поглощения приобретает следующие особенности. Появляются дополнительные максимумы на кривых поглощения в $H_{DC} = \pm 60$ Э. Линия поглощения на уровне 600 МГц начинает расходиться, рис. 1d. Для объяснения этих особенностей было проведено микромагнитное моделирование магнитной восприимчивости.

Результаты моделирования

Для оценки динамических свойств была рассчитана мнимая часть магнитной восприимчивости χ'' . После процесса релаксации намагниченности в поле H_{DC} прикладывали переменное поле $H_{RF}(t) = H_0 \exp(-t)$, где t - время в нс, $H_0 = 0.1$ Э. Сонаправленная полю компонента намагниченности M_{RF} регистрировалась во временном диапазоне от 0 до 30 нс с шагом 1×10^{-12} с. После Фурье-преобразования были получены частотные зависимости $H(\omega)$ и $M(\omega)$, используя которые рассчитывали спектральную зависимость восприимчивости $\chi(\omega) = M(\omega)/H(\omega) = \chi'(\omega) + i\chi''(\omega)$ [3].

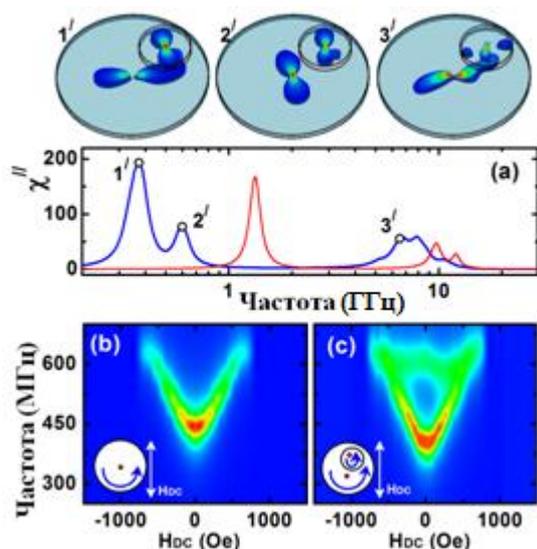


Рис. 2. (а) Спектральная зависимость χ'' при $H_{DC} = 0$. Диаграммы для единичного (b) и двойного диска (c) для поля H_{DC} , направленного под углом $\alpha = 90^\circ$

В случае формирования в обоих дисках магнитного вихря спектр имеет два основных резонансных пика, Рис. 2а. По пространственному распределению восприимчивости видно, что характерный гантелеобразный профиль зон поглощения в обоих дисках локализован около ядер магнитных вихрей. При частоте 330 МГц площадь области поглощения в большом диске значительно больше, чем в малом, тогда как для второго пика эти площади сопоставимы. Из аналогичных спектров для различных

значений H_{DC} были построены диаграммы восприимчивости для случая единичного диска и структуры «диск на диске», рис. 2b,c.

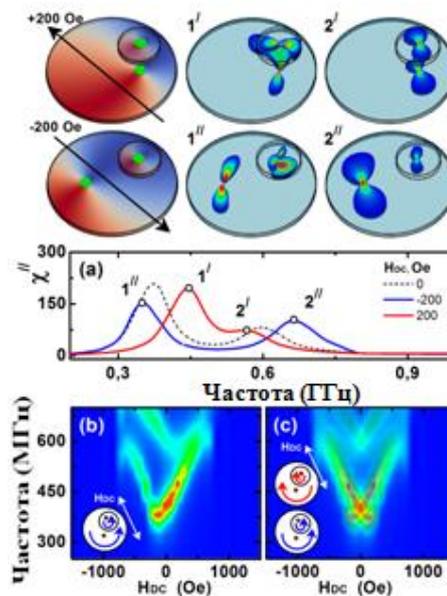


Рис. 3. (а) Спектры χ'' при разном направлении смещающего поля. Диаграммы для случая сочетания вихрей в наноструктурах с киральностью против часовой стрелки (b) и имеющих разную киральность (c)

При $\alpha = 45^\circ$ в зависимости от направления H_{DC} ядро вихря может либо приближаться, либо отдаляться от малого диска. При этом пики на спектрах либо сближаются, либо раздвигаются. Вероятно, это связано с магнитостатическим взаимодействием возмущенных областей. Спектры поглощения при этом зависят от киральности вихревых состояний в наноструктуре и являются асимметричными, см. рис. 3b. Однако если предположить, что в массиве присутствуют вихри с разной киральностью, то результат наложения двух асимметричных спектральных диаграмм совпадет с экспериментальным результатом (см. рис. 3c).

Выводы

Экспериментально установлено, что в высокочастотном поле в обоих дисках наноструктуры «диск на диске» формируются исключительно магнитные вихри. В массиве присутствуют вихри с разной киральностью. Результаты микромагнитного расчета магнитной восприимчивости хорошо согласуются с результатами эксперимента.

Литература

1. Stebliy M.E. // Beilstein J. Nanotech. V. 6, 697 (2015).
2. Stebliy M.E. // Appl. Phys. Lett., V. 104, 112405 (2014).
3. Kaya, J.// J.Appl.Phys. 99, 08B708 (2006).

Асимметрия рассеяния нейтронов при малоугловой дифракции на кристалле MnSi

Д.А. Татарский^{1,*}, А.А. Фраерман¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, дер. Афоново, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 607680.

*tatarsky@ipmras.ru

В работе приведены расчеты рассеяния неполяризованных нейтронов на кристаллах B20 с магнитным упорядочением типа магнитной спирали (на примере кристалла MnSi). Показано, что пики малоугловой дифракции нейтронов будут иметь асимметрию, обусловленную некомпланарностью конического распределения намагниченности в таких сплавах.

В настоящее время активно исследуются кубические кристаллы со структурой, описываемой пространственной группой $P2_13$. К таким кристаллам относятся соединения Si и Ge с переходными металлами Mn, Fe, Co и Ni [1,2]. Благодаря отсутствию в них центра инверсии, возникает баланс обменного взаимодействия и взаимодействия Дзялошинского-Мория [3,4], приводящий к геликоидальному распределению намагниченности. Дополнительное слабое анизотропное взаимодействие фиксирует направление геликоида вдоль одного из особых кубических направлений [5]. При приложении внешнего магнитного поля распределение становится коническим, т.е. приобретает проекцию поля вдоль оси геликоида. Иными словами, намагниченность кристалла становится некомпланарной. В настоящее время существуют теоретические предсказания [6,7,8] и экспериментальное подтверждение [9] того, что рассеяние нейтронов на некомпланарных распределениях поля должно обладать особенностями. В данной работе мы рассчитываем величину асимметрии малоугловой дифракции неполяризованных нейтронов при рассеянии на некомпланарной геликоидальной структуре в монокристалле MnSi.

Уравнение Шредингера для движения нейтронов в среде с геликоидальным распределением магнитного поля в безразмерных единицах имеет вид

$$-\Delta\hat{\psi} + \hat{\psi} + k_B^2 \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta e^{-iqz} \\ \sin\theta e^{iqz} & -\cos\theta \end{pmatrix} \hat{\psi} = k_0^2 \hat{\psi}, \quad (1)$$

где m – масса нейтрона, ядерный потенциал равен единице, $\hat{\psi}$ – спинорная волновая функция нейтрона, k_B^2 – величина взаимодействия магнитного момента нейтрона с магнитным полем B в безразмерных единицах, θ – половина угла рас-

твора конуса геликоида, k_0^2 – энергия падающего пучка в безразмерных единицах, q – волновое число геликоида. Спектр и волновые функции нейтронов в среде с геликоидальным распределением магнитного поля хорошо известны [10,11].

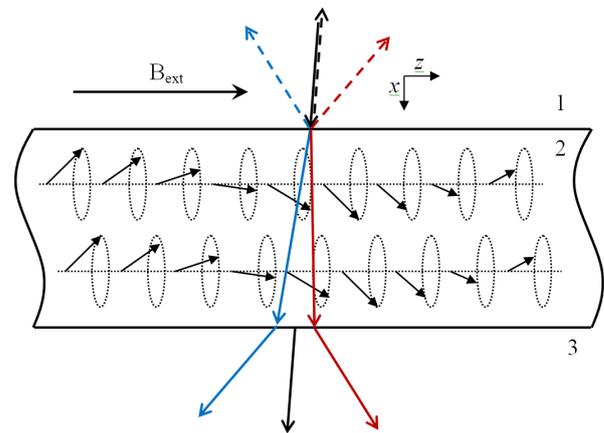


Рис. 1. Схематичное изображение эксперимента по малоугловой дифракции нейтронов на кристалле MnSi. Красным и синим изображены пучки, соответствующие дифракции с переверотом спина

Рассмотрим прохождение и отражение нейтронов от среды конечной толщины L с геликоидальным распределением намагниченности (рис. 1). Для нахождения коэффициентов отражения и прохождения необходимо найти волновые функции, удовлетворяющие условиям шивки на границах 1-2 и 2-3. Из этих условий следует, что прошедший пучок разделится на три: непосредственно прошедший и два дифракционных пучка первого порядка « $\pm q$ ». При этом дифракционные пучки всегда соответствуют рассеянию с переверотом спина (spin flip), а прошедший напрямую – без переверотов. Легко установить, что дифракционный пик с про-

екцией волнового вектора $k_z = k_{0z} + q$ соответствует перевероту спина « $-+$ », а $k_z = k_{0z} - q$ соответствует перевероту « $+ -$ ».

Для расчетов малоуглового рассеяния были использованы следующие константы [11,12]. Ядерный потенциал MnSi 1.478×10^{-20} эрг, магнитный потенциал 1.889×10^{-20} эрг, внешнее поле $B_{ext} = 1000$ Э, обратный вектор геликоида $q = 0.036 \text{ \AA}^{-1}$.

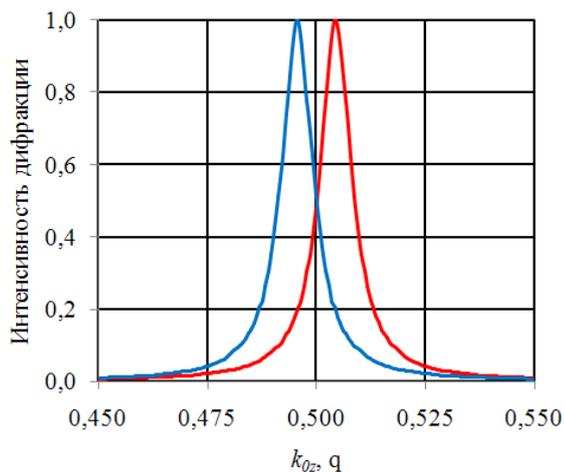


Рис. 2. Интенсивность дифракционных максимумов как функция проекции k_{0z} падающего пучка. Красная кривая — внешнее поле приложено вдоль оси геликоида. Синяя кривая — против оси

Расчеты показывают, что дифракционный пик « $-q$ » максимален и близок к единице в случае $k_{0z} \approx 0.5 q$. На рис. 2 приведены расчетные формы дифракционного пика « $-q$ » в зависимости от k_{0z} и направления приложения внешнего поля. Видно, что в зависимости от направления приложения поля максимум интенсивности дифракционного пика сдвигается. Этот сдвиг является следствием того, что распределение магнитного поля в кристалле некомпланарно. Он имеет величину порядка $0.01 q \approx 3 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$. Заметим, что данный сдвиг является достаточно малым. К примеру, минимальный переданный импульс, который возможно из-

мерить на установке SAPNS-VECTOR (г.Гатчина, ПИЯФ), составляет $5 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, что на порядок больше требуемой нами точности [13].

В работе была рассчитана асимметрия малоуглового рассеяния нейтронов на монокристалле MnSi с геликоидальным распределением магнитного поля. Теоретические оценки показали, что измерение данной асимметрии требует особых условий эксперимента.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ.

Литература

1. S.V. Grigoriev, A.S. Sukhanov and S.V. Maleyev // Phys. Rev. B, V. 91, 224429 (2015).
2. С.В. Григорьев, В.А. Дядькин, С.В. Малеев и др. // ФТТ, Т. 52, 852 (2010).
3. И.Е. Дзялошинский // ЖЭТФ, Т. 46, 1420 (1964).
4. Т. Moriya // Phys.Rev., V. 120, 91(1960).
5. Р. Bak, М.Н. Jensen // J. Phys., C. V. 13, L 881 (1980).
6. Д.А. Татарский, О.Г. Удалов, А.А. Фраерман // ЖЭТФ, Т.412, 710 (2013).
7. О.Г. Udalov // J .Phys. Soc. Jpn., V. 82, 064714 (2013).
8. О.Г. Udalov, А.А. Fraerman // Phys. Rev. B, V. 90, 064202 (2014).
9. Д.А. Татарский, А.В. Петренко, С.Н. Вдовичев и др. // Письма в ЖЭТФ, Т.102, 721 (2015).
10. М. Calvo // Phys. Rev. B, V. 18, 5073 (1978).
11. О.Г. Удалов, А.А. Фраерман // ЖЭТФ, Т.131, 71 (2007).
12. С. Pappas, Е. Lelie`vre-Berna, Р. Falus *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 102, 197202 (2009).
13. <http://nrd.pnpi.spb.ru/wworm/two1n.html>

Магнитолазмонные кристаллы: линейные и нелинейные магнитооптические эффекты

А.Л. Чехов¹, П.Н. Найденов², В.Л. Крутянский¹, И.А. Колмычек¹,
А.И. Стогний³, Т.В. Мурзина^{1*}

1 МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991.

2 Московский технологический университет (МИРЭА), просп. Вернадского, д. 78, Москва, 119454.

3 НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, Минск, 220072, Беларусь.

*murzina@mail.ru

Представлены результаты исследования спектроскопии генерации оптической второй гармоники (ВГ) в магнитных плазмонных структурах на основе периодических массивов нанополос (или частиц) золота и феррита граната.

Введение

Магнитолазмонные кристаллы (МПК), т.е. пространственно-периодические плазмонные гетероструктуры, в состав которых входят магнетики, в последние годы являются объектом активных исследований. Одним из наиболее исследуемых вариантов МПК является структура, состоящая из слоя периодически перфорированного благородного металла (золота) на поверхности пленки магнитного диэлектрика. Наличие в МПК периодической металлической структуры приводит к изменению закона его дисперсии по сравнению со сплошной пленкой металла, в результате чего оказывается возможным эффективное резонансное возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) за счет выполнения соответствующего условия фазового квазисинхронизма. Наличие в структуре МПК магнитного диэлектрика приводит, в свою очередь, к зависимости условия квазисинхронизма от намагниченности структуры. Таким образом, реализуется возможность управления оптическим и магнитооптическим спектром взаимодействующего с МПК излучения, что преимущественно и определяет интерес к изучению таких структур.

Ранее было показано, что возбуждение в плазмонном кристалле ППП двух видов, соответствующих границам раздела золотой структуры с воздухом и магнитным диэлектриком, а также волноводных мод в магнитной диэлектрической пленке, приводит к появлению резонансов в частотно-угловых спектрах пропускания, в окрестности которых наблюдаются особенности спектров пропускания и возрастание линейных магнитооптических эффектов [1–3]. В то же время, нелинейно-оптические

эффекты в МПК изучены в гораздо меньшей степени, хотя можно ожидать, что помимо особенностей, связанных с дисперсионными свойствами МПК, в нелинейной оптике будут проявляться и эффекты локализации оптического поля в пространственной области возбуждения ППП, т.е. на границах раздела с металлической структурой [4]. В данной работе представлены результаты исследования спектроскопии генерации оптической второй гармоники (ВГ) в магнитных плазмонных структурах на основе периодических массивов нанополос золота, расположенных на пленке граната.

Эксперимент

Были изучены оптические и нелинейно-оптические эффекты в планарных магнитолазмонных кристаллах, образованных перфорированной пленкой золота (толщиной 40 нм, период МПК 730 нм, ширина полос золота около 630 нм) на поверхности висмут-замещенного феррита граната (BIG). Схема структуры приведена на рис. 1. Эксперименты по генерации оптической второй гармоники были выполнены на установке, источником излучения накачки в которой являлся лазер на титанате сапфира (диапазон перестройки длин волн 740–860 нм, длительность импульса 100 фс, частота следования импульсов 80 МГц, средняя энергия излучения 100 мВт).

Частотно-угловые спектры пропускания МПК показали, что в МПК наблюдается резонансное возбуждение двух ожидаемых видов резонансов ППП и волноводных мод. При этом возбуждение ППП на границе раздела золото/гранат сопровождается усилением нечетного по намагниченности линейного магнитооптического эффекта, максимальная

величина которого может достигать процента. В то же время, в спектрах интенсивности ВГ в этих спектральных областях также наблюдаются особенности, асимметричная спектральная модуляция интенсивности ВГ в окрестности ППП, соответствующие резонансам Фано.

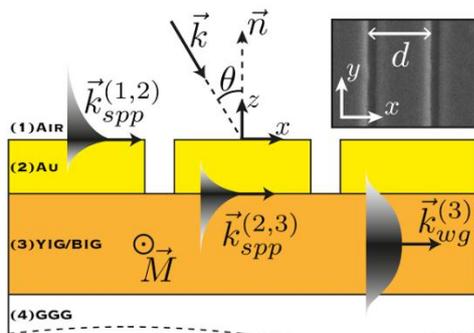


Рис. 1. Схематическое изображение структуры исследованного магнитооптического кристалла; показаны области возбуждения ППП на границах раздела золото/воздух и золото/гранат, а также волноводных мод в пленке диэлектрика. На вставке: СЭМ-изображение МПК

В спектральной окрестности возбуждения ППП второго порядка на границе раздела золото/BiG были измерены спектры магнитного нелинейно-оптического интенсивностного эффекта, который можно охарактеризовать магнитным контрастом $\rho_{2\omega} = \{I_{2\omega}(\uparrow) - I_{2\omega}(\downarrow)\} / \{I_{2\omega}(\uparrow) + I_{2\omega}(\downarrow)\}$, где $I_{2\omega}(\uparrow)$ и $I_{2\omega}(\downarrow)$ – интенсивность ВГ для противоположных направлений экваториального магнитного поля. Спектры $\rho_{2\omega}$ для различных углов падения излучения накачки приведены на рис. 2. Видно, что наблюдается знакопеременная зависимость магнитного контраста интенсивности ВГ. С учетом того, что поле на частоте ВГ от магнитной нелинейной структуры в общем виде описывается суммой кристаллографической (немагнитной) и магнитоиндуцированной составляющих, $I_{2\omega} \propto \{E_{sc}(2\omega) + E_M(2\omega)\}^2$, смена знака магнитного контраста ВГ вблизи резонанса ППП указывает на изменение фазы волны второй гармоники в резонансной области. Для сравнения на вставке к рис. 2 приведена аналогичная зависимость для подложки BiG, которая указывает на постоянство знака $\rho_{2\omega}$ в этом случае.

Методом однолучевой интерферометрии ВГ, при использовании тонкой пленки оксида индия-олова в качестве эталонного источника ВГ, были проведены прямые измерения фазы магнитной и немагнитной

составляющих волны ВГ, показавшие, что фазовый сдвиг немагнитной составляющей волны ВГ вблизи резонанса составляет около 130° , тогда как для магнитоиндуцированной ВГ он превышает 180° .

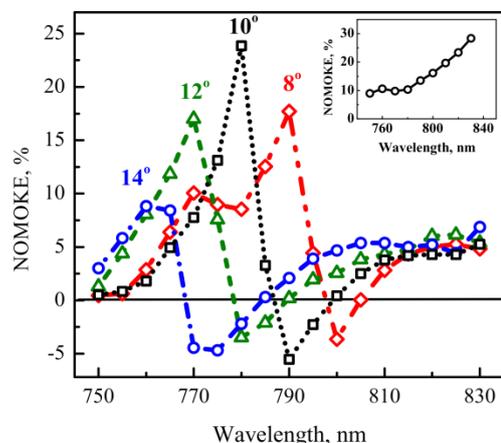


Рис. 2. Спектральные зависимости магнитного контраста на частоте ВГ в окрестности возбуждения ППП на границе раздела Au/BiG для углов падения излучения накачки на структуру 8° – 14° . На вставке: спектр магнитного контраста ВГ пленки BiG

Обсуждение и выводы

На основании полученных экспериментальных зависимостей предложена феноменологическая модель генерации ВГ в МПК, основанная на интерференции магнитной (от границы раздела Au/BiG) и кристаллографической (от границы раздела Au/воздух) компонент поля ВГ, причем только первый из этих вкладов испытывает резонансный сдвиг фазы и усиление локального поля на частоте накачки в окрестности резонансного возбуждения ППП на границе раздела Au/BiG. Взаимодействие этих двух полей ВГ определяет форму спектральной зависимости интенсивности ВГ в области ППП на границе Au/BiG вида нелинейного резонанса Фано, а также обнаруженного магнитного нелинейно-оптического эффекта.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 16-02-01060.

Литература

1. V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, *et al.* // Nat. Nanotechnol., V. 4, 2128 (2013).
2. V.I. Belotelov, L.E. Kreilkamp, I.A. Akimov, *et al.* // Nat. Commun., V. 6, 370376 (2011).
3. A.L. Chekhov, V.L. Krutyanskiy, A.N. Shaimanov, *et al.* // Opt. Exp., V. 22, 17762 (2014).
4. V.L. Krutyanskiy, A.L. Chekhov, V.A. Ketsko, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 91, 121411 (2015).

Сдвиг уровня Ферми как индикатор спиновых токов, генерируемых циркулярно-поляризованным синхротронным излучением

В.О. Шевелев¹, И.И. Климовских¹, М.В. Филянина¹, К.А. Кох², О.Е. Терещенко², Г.Г. Владимиров¹, А.М. Шикин¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7-9, Санкт-Петербург, 199034.

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090.
victorshevelev@yandex.ru

Предложен и исследован новый метод генерации спин-поляризованных токов в топологических изоляторах при воздействии циркулярно-поляризованным синхротронным излучением, связанный со спин-зависимой асимметрией генерации дырок на уровне Ферми для ветвей топологических и Рашба-поверхностных состояний с противоположной спиновой ориентацией. Результатом генерации дырок является формирование компенсирующих спин-поляризованных токов, величина которых определяется концентрацией генерируемых дырок и зависит от особенностей электронной и спиновой структуры системы.

Введение

Хорошо известно, что топологические изоляторы представляют собой новый класс материалов, характеризующихся топологически-защищенными поверхностными состояниями, локализованными в области запрещенной зоны. Эти поверхностные состояния имеют металлический характер и характеризуются дираковским конусом электронных состояний с геликоидальной спиновой структурой. Данные материалы в настоящий момент рассматриваются как наиболее перспективные материалы для использования в спинтронике с эффективной генерацией спиновых токов и их контролируемым управлением [1,2]. Эффективной возможностью генерации спинового тока, протекающего вдоль поверхностных состояний в топологическом изоляторе, является использование циркулярно-поляризованного оптического лазерного излучения. Лазерное излучение с противоположной циркулярной поляризацией генерирует селективные электронные переходы на топологические поверхностные состояния вблизи уровня Ферми вследствие соответствующих дипольных правил отбора [2]. В представляемой работе анализируется иная возможность генерации спин-поляризованных токов - под воздействием циркулярно-поляризованного синхротронного излучения со значительно более высокой энергией фотонов, чем в случае использо-

вания лазерного излучения [2]. Вследствие высокой кинетической энергии возбужденные фотоэлектронны в основном выходят в вакуум. Преимущественная генерация дырок с положительным или отрицательным импульсом определяется направлением циркулярной поляризации возбуждающего синхротронного излучения. Дырки, созданные на состояниях дираковского конуса с большей энергией связи, быстро компенсируются электронами с более высоколежащих состояний. Генерация дырок на уровне Ферми сопровождается локальной зарядкой в области, облучаемой синхротронным излучением. Т.к. образец должен быть нейтральным, это приводит к формированию компенсирующего тока за счет электронов с уровня Ферми с ближайших необлученных областей поверхности образца, протекающего по поверхностным состояниям. При этом данные процессы будут сопровождаться соответствующим перераспределением электрохимического потенциала между областью воздействия пучка синхротронного излучения и остальной поверхностью и, как следствие, энергетическим сдвигом уровня Ферми в фотоэмиссионных спектрах, измеренных при противоположных циркулярных поляризациях. Аналогичный эффект может наблюдаться в системах с Рашба-расщеплением поверхностных состояний, которые так же, как и топологические, поляризованы по спину.

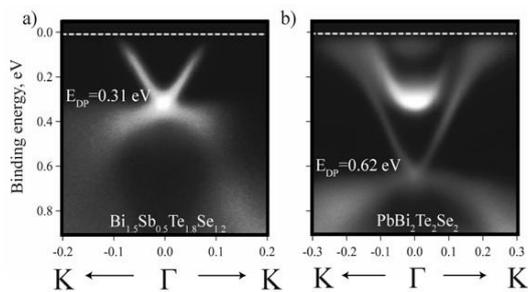


Рис. 1. Дисперсионные зависимости топологических поверхностных состояний, измеренные для топологических изоляторов $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$ – (a) и $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ – (b) в направлении ГК зоны Бриллюэна при $h\nu = 25$ eV с использованием синхротронного излучения с линейной поляризацией

Экспериментальные результаты

На рис. 1 a,b представлены дисперсионные зависимости топологических поверхностных состояний для соединений $\text{PbBi}_2\text{Se}_2\text{Te}_2$ и $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$, измеренные методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением с использованием линейно-поляризованного синхротронного излучения при энергии фотонов 25 eV. Из дисперсий видно, что оба соединения характеризуются дираковским конусом электронных состояний, что характерно для классических топологических изоляторов. Уровень Ферми для этого соединения расположен в области зоны проводимости, что предполагает включение электронов зоны проводимости в формируемые спин-поляризованные токи.

Для того чтобы показать, что возбуждение циркулярно-поляризованным синхротронным излучением приводит к неэквивалентному образованию дырок на уровне Ферми для противоположных ветвей дираковского конуса, которое сопровождается формированием «компенсирующих» спин-поляризованных токов и соответствующим перераспределением электрохимического потенциала, на рис. 2 показаны верхние части дисперсий топологических состояний $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ в области уровня Ферми, измеренные при противоположных циркулярных поляризациях и различных энергиях фотовозбуждения, а также спектры уровня Ферми, полученные двумя способами: интегрированием по всем значениям k и измеренные непосредственно в точке Γ

Из сравнения можно видеть энергетический сдвиг уровней Ферми в фотоэмиссионных спектрах, измеренных при противоположных циркулярных поляризациях. Асимметрия в вероятности фотовозбуждения параллельно и антипараллельно направлению падения излучения будет приводить к различию величин спин-поляризованных токов, генерируемых в противоположных направлениях при использовании излучения с противоположной циркулярной поляризацией. Это будет проявляться в различии величины сдвига уровня Ферми в фотоэмиссионных спектрах, измеренных при противоположных циркулярных поляризациях синхротронного излучения.

Литература

1. D. Hsieh. *et al.* // Nature 460, 1101 (2009).
2. McIver J.W., *et al.* // Nature Nanotechnology, V. 7, 2, 96-100 (2011).

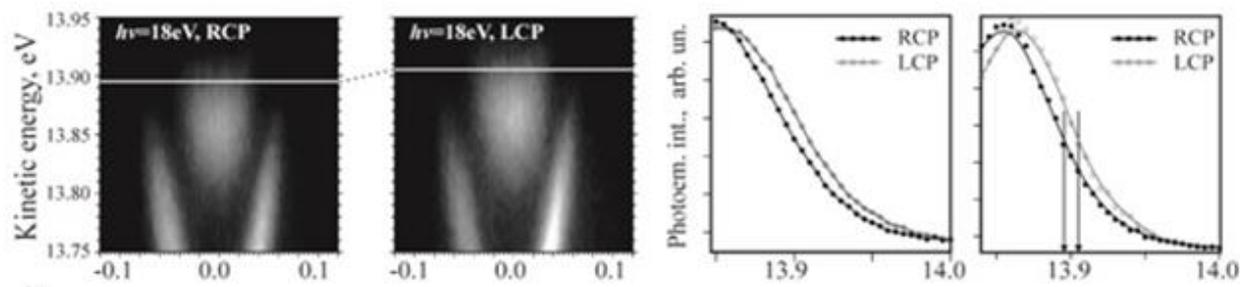


Рис. 2. Дисперсионные зависимости топологических поверхностных состояний, измеренные для $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ при энергии фотонов 18 эВ при фотовозбуждении с использованием противоположных (RCP и LCP) циркулярных поляризаций - слева, и полученные двумя способами спектры, показывающие сдвиг уровня Ферми: слева получен интегрированием по всем значениям k , справа измерен непосредственно в точке Γ

Сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии в плёнках железо-иттриевого граната

Л.А. Шелухин^{1,*}, В.В. Павлов¹, П.А. Усачёв¹, Р.В. Писарев¹, А.М. Калашникова¹

¹ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

*utroma@yandex.ru

Экспериментально исследована лазерно-индуцированная прецессия намагниченности в тонких плёнках сложноразмещенных ферритов-гранатов (СЗ-ЖИГ) с доминирующей ростовой магнитной анизотропией, выращенных на низкосимметричных подложках ГГГ (210). Показано, что воздействие циркулярно-поляризованных импульсов на такие пленки приводит к возбуждению прецессии за счет сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея. Импульсы с произвольной поляризацией возбуждают прецессию намагниченности вследствие термического пикосекундного изменения ростовой анизотропии, связанного с лазерно-индуцированным нагревом решетки. Анализ параметров прецессии в низкосимметричных пленках СЗ-ЖИГ позволил впервые однозначно выделить вклад сверхбыстрого нагрева решетки и отличить его нетермических механизмов, обсуждавшихся ранее. Феноменологический анализ начальной фазы прецессии намагниченности, возбуждаемой за счет такого механизма, позволил выявить относительное изменение различных вкладов в ростовую анизотропию.

Введение

В последнее десятилетие микроскопические механизмы возбуждения магнитной динамики фемтосекундными лазерными импульсами стали объектами интенсивного исследования в физике конденсированного состояния [1]. Одной из наиболее важных задач в сфере сверхбыстрого магнетизма и в смежных с ним областях магноники и магнитоплазмоники является управление магнитной анизотропией в ферроиках и гетероструктурах на их основе, что может стать основой управления ориентацией намагниченности, спектром магнитных возбуждений и доменной структурой. Однако вопрос влияния фемтосекундных лазерных импульсов на отдельные вклады в магнитную анизотропию до сих пор остаётся открытым.

Целью представляемой работы является выявление возможности сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения ростовой анизотропии, доминирующей в подавляющем большинстве тонких магнитных пленок и более сложных гетероструктурах. Объектами нашего исследования были сложно-замещенные плёнки железо-иттриевого граната (СЗ-ЖИГ) $(\text{YBiPrLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ и $(\text{YBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ толщиной 10 микрон, выращенные на подложках гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (210). Выбор таких низкосимметричных пленок обусловлен тем, что в них направление намагниченности должно демонстрировать силь-

ную восприимчивость даже к небольшим изменениям параметров анизотропии.

Методика эксперимента

Исследование воздействия фемтосекундных лазерных импульсов на ростовую анизотропию пленок ферритов-гранатов было проведено методом магнитооптической накачки-зондирования (pump-probe). Источником импульсов накачки и зондирования длительностью 170 фс и с центральной длиной волны 690 нм была система «регенеративный фемтосекундный усилитель/оптический параметрический усилитель». Плотность энергии накачки составляла 4 мДж/см². Эксперименты проводились при комнатной температуре в диапазоне внешних магнитных полей до 0.65 Т в геометрии нахождение. Лазерно-индуцированная динамика намагниченности детектировалась путем измерения фарадеевского вращения для импульсов зондирования как функции времени задержки между импульсами накачки и зондирования.

Результаты

Мы наблюдали два типа лазерно-индуцированной динамики намагниченности в исследованных пленках СЗ-ЖИГ. Во-первых, наблюдалось лазерно-индуцированное размагничивание, характеризующееся относительной величиной 0.2% и большой постоянной времени порядка 500 пс. Последнее зна-

чение является типичным для лазерно-индуцированного размагничивания в диэлектриках и указывает на то, что механизмом этого процесса является фонон-магнонное взаимодействие, отвечающее за передачу энергии из решётки, нагретой лазерным импульсом, в магнитную подсистему. Во-вторых, мы наблюдали возбуждение прецессии намагниченности (рис. 1).

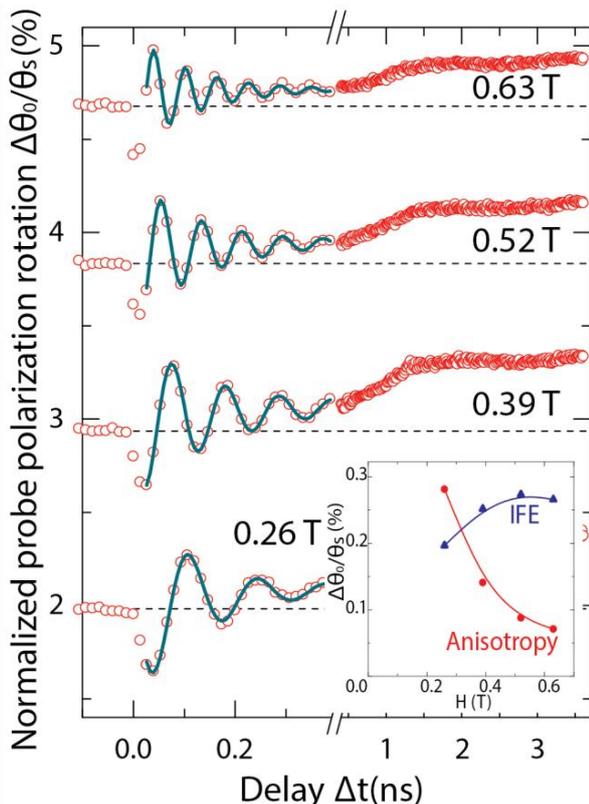


Рисунок 1. Лазерно-индуцированный поворот плоскости поляризации импульса зондирования как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования, измеренный во внешних магнитных полях с разной интенсивностью. Вставка: полевая зависимость амплитуд прецессии намагниченности, возбуждаемой вследствие сверхбыстрого обратного эффекта Фарадея и изменения параметров магнитной анизотропии

Мы выделили два вклада в механизм возбуждения прецессии. Первый демонстрирует зависимость от циркулярной поляризации импульсов накачки и доминирует в сильных магнитных полях (см. вставку на рис. 1). Это обстоятельство позволило нам связать этот вклад со сверхбыстрым обратным эффектом Фарадея [3,4], при котором циркулярно поляризованный фемтосекундный лазерный им-

пульс действует на магнитную среду как импульс эффективного магнитного поля. Второй вклад в процесс возбуждения прецессии намагниченности зависит только от знака внешнего поля. В отличие от обратного эффекта Фарадея этот вклад проявляется больше в слабых внешних магнитных полях (см. вставку на рис. 1).

Мы связываем этот вклад с пикосекундным лазерно-индуцированным изменением ростовой магнитной анизотропии. Поскольку данный вклад в лазерно-индуцированную прецессию оказался поляризационно-независимым, то мы заключаем, что он связан со сверхбыстрым нагревом решётки с последующим изменением магнитной анизотропии. Приблизительная оценка показывает, что в результате воздействия фемтосекундных лазерных импульсов плёнка нагревается не более чем на 10 К. Помимо этого, дополнительная серия измерений с использованием импульсов накачки на разных длинах волн показала, что амплитуда прецессии намагниченности, возбуждаемой этими импульсами, тем больше, чем больше для них показатель поглощения среды. Феноменологический анализ начальной фазы прецессии позволил нам разделить относительные вклады от изменения различных параметров анизотропии в процесс возбуждения прецессии, что сделано, по нашим данным, впервые.

Данная работа поддержана Правительством РФ (грант № 14.B25.31.0025) и частично РФФИ (грант №15-02-09052).

Литература

1. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing // *Rev. Mod. Phys.*, V. 82, 2731 (2010).
2. F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, and Th. Rasing // *Phys. Rev. Lett.*, V. 95, 047402 (2005)
3. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A. M. Balbashov, Th. Rasing // *Nature*, V. 435, 655-657 (2005).
4. А.М. Калашникова, А.В. Кимель, Р.В. Писарев // *Усп. Физ. Наук*, Т. 185, 1064-1076 (2015).
5. L.A. Shelukhin, V.V. Pavlov, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Kalashnikova // submitted to PRB arXiv:1507.07437 [cond-mat.mes-hall]

Секция 4

**Зондовая микроскопия:
измерения и технологии атомарного
и нанометрового масштаба**

AFM investigation of chitosan-based composites with immobilized natural bactericides

T.E. Sukhanova^{1*}, M.E. Vylegzhanina¹, A. Gonta², V.A. Petrova¹, Yu.A. Skorik¹, A.A. Kutin¹, P.N. Yakushev³, T. Lupascu², V.A. Bershtein³

¹ Institute of Macromolecular Compounds RAS, Bolshoy pr. 31, Saint-Petersburg, 199004, Russia

² Institute of Chemistry, Academy of Sciences of Moldova, Academiei str. 3; Chisinau, MD-2028, Republic of Moldova

³ Ioffe Institute RAS, Politekhnicheskaya str. 26, Saint-Petersburg, 194021, Russia

*tat_sukhanova@mail.ru, xelmic@imc.macro.ru

The composite films consisting of chitosan (Ch), hydroxyethyl cellulose (HEC) and natural antioxidant Enoxil were prepared and characterized by AFM method. The results showed that the addition of Enoxil into Ch solution affected the morphology (sizes of nanodomains and roughness of the free sample surface), as well as the porosity of the bottom films surface. Moreover, DSC and DMA analysis display that the Enoxil introduction changed the thermal and relaxation properties of composite films, which can be explained via structuration at the nanolevel. As evidenced by AFM, the ternary blend Ch/HEC-Enoxil showed the morphology similar to the initial Ch film.

The present work is undertaken to determine the detailed morphology of the chitosan-based compositions, containing biocide Enoxil and hydroxyethyl cellulose (HEC) as modifiers, using atomic-force microscopy (AFM) method. Chitosan (Ch) is a linear polymer saccharide, which used in a broad range of biomedical applications [1]. For the enhancement of its antioxidant and antibacterial properties, the introduction of natural biocides into the Ch matrix can be used for prolongation of their biological activities [1,2]. The correlation of the morphology with thermal/relaxation behavior of these materials can elucidate the mechanism of the increased bioactivity of the composites.

The AFM images of topography, profilograms and 3D images of free (a) and contacting with support (bottom) surface (b) of the initial Ch film are presented in Fig. 1. The estimated arithmetic average and rms free surface roughness are $R_a = 1.9$ nm and $R_q = 2.4$ nm, respectively. These values are caused by locally increased density regions (Ch macromolecules mesh nodes), the sizes of which are ~ 50 – 75 nm, and cavities with different sizes between them (Figs. 1a). In accordance with the profilogram, the node height above the film surface is 6–8 nm. The bottom surface has a nanoporous relief, with pores of 30–50 nm in a size homogeneously distributed along the surface (Figs. 1b). After addition of 2.5 wt.% Enoxil into the Ch solution, the resulted composite film exhibits substantial changes in morphology (Fig. 2). The free surface becomes less friable and more smooth (R_a and R_q are 1.3 and 1.7 nm, respectively). It follows from the profilogram that the surface relief height is 3–6 nm. A characteristic granular (or nanodomain) relief is formed. The grain sizes are on

average 50–85 nm (Fig. 2). The bottom surface exhibits a large amount of pores with different sizes (from 20 nm to 250 nm). The observed changes can be explained by Ch film nanostructuration occurring due to the complex formation between the Ch and Enoxil.

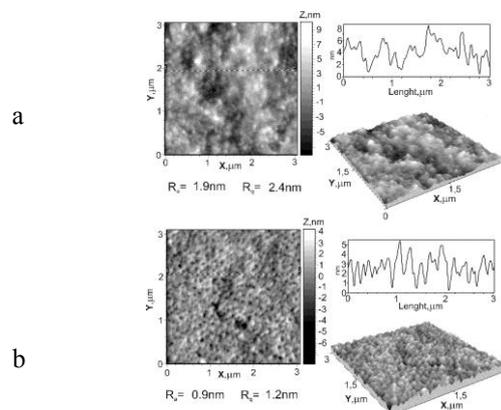


Fig. 1. AFM images of topography, profile and 3D image of free (a) and contacting with support (b) surfaces of Ch film

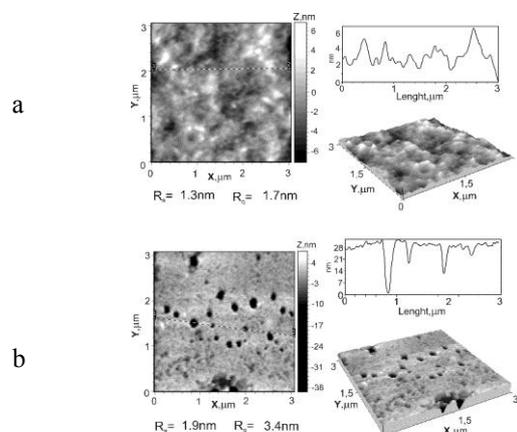


Fig. 2. AFM images of topography, profile and 3D image of free (a) and contacting with support (b) surfaces of composite film Ch with 2.5 wt. % of Enoxil

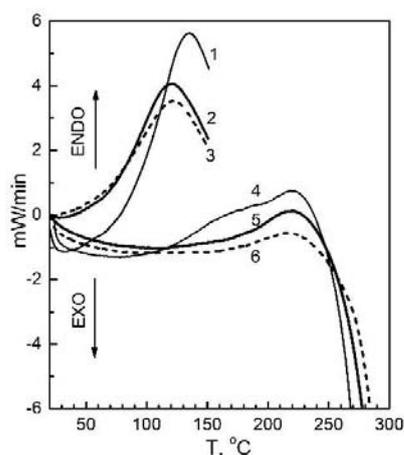


Fig. 3. DSC curves obtained at heating with the rate of 20°C/min for Ch (1, 4), Ch-2.5 wt. % Enoxil (2, 5), and Ch/HEC (70/30 wt. %) - 2.5 wt. % Enoxil (3, 6). 1, 2, 3 – scan 1 up to 130°C indicating the endothermic peaks of water desorption. 4, 5, 6 – scan 2 characterizing a gradual “unfreezing” mobility over the temperature range from 50-70° to about 220-230°C and the onset of exothermic process of thermo-oxidative degradation at higher temperatures

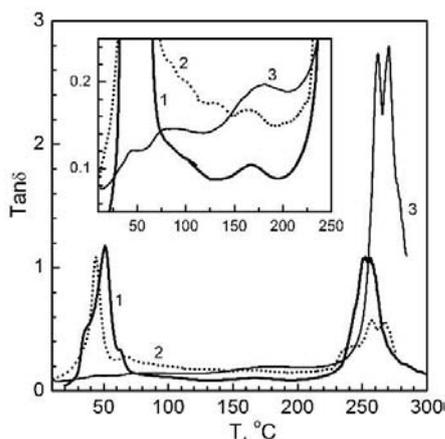


Fig. 4. DMA (1 Hz, heating rate of 3°C/min): mechanical loss factor $\tan\delta$ vs. temperature plots obtained for (1) Ch, (2) Ch-2.5 wt. % Enoxil, and (3) Ch/HEC (70/30 wt. %) - 2.5 wt. % Enoxil. The first scanning

The AFM study of the ternary blend composite film Ch/HEC-Enoxil, containing 2.5 wt.% of Enoxil and 30 wt.% of HEC, revealed that morphology of both surfaces of the composite film looks like that of the initial Ch film. This effect can be explained by the decreasing of interaction between Ch and Enoxil.

Figures 3 and 4 display DSC and DMA results obtained for these three types of films. The thermal/relaxation behavior of hygroscopic materials depends strongly on the degree of their hydration. Sorbed water basically was removed at the first scan (heating up to 130°C) (Fig. 3). For initial hydrated Ch film and Ch-Enoxil film (scans 1), the pronounced glass transition relaxation peak and dropping storage modulus by an order of magnitude are observed at 35-45°C (Fig. 4).

At the same time, water-free films display at the second scan a gradual, step-like “unfreezing” mobility over the broad temperature range, in fact from ~ 50 to 250°C, with the most intense relaxation peak at 220-250°C and, then, beginning the thermo-oxidative degradation processes. Some changes in the relaxation behavior of films Ch, Ch-Enoxil and Ch/HEC-Enoxil and the essential dynamic heterogeneity may be seen from DSC and DMA data.

Conclusions

Novel chitosan-based bio-composite films with natural bactericide Enoxil and HEC has been synthesized and investigated using AFM in combination with DSC and DMA for the first time.

AFM data show that these films exhibit heterogeneous morphology and various porosity depending on composition and way of preparation.

The thermal and relaxation behavior of materials under study depends strongly on the degree of their hydration. For initial hydrated films, the pronounced glass transition relaxation peak and dropping storage modulus by an order of magnitude are observed at 35-45°C. Water-free films display step-like “unfreezing” mobility over the temperature range from ~ 50 to 250°C.

Relaxation behavior and elastic properties indicate some structural loosening after introducing the Enoxil and some suppression of mobility at moderate temperatures due to the HEC addition.

Moreover, the increased antibacterial properties of the bio-composite films could determine further in vitro and in vivo research for the use of such material as valuable wound coatings films for healing of open trauma skin infections.

Acknowledgement

The research has received partial funding from the People Programme (Marie Curie Actions) of the European Union’s Seventh Framework Programme FP7 under REA grant agreement PIRSES-GA-2013-612484 – NanoBioMat: Nanostructured Biocompatible/Bioactive Materials.

References

1. Lupascu T., Duca G., Giurginca M. *et al.* // Key Engineering Materials. V. 415. 25-28 (2009).
2. Gonta A., Lupascu T., Povar I., Timbaliuc N., Sukhanova T.E., Petrova V.A. and Skorik Y.A. // 3rd Intern. conf. Nanotechnologies and Biomedical Engineering, IFMBE Proceedings Vol. 55, Singapore, 301–305 (2016).

Исследование структурных особенностей мартенситных сталей методом АСМ при деформации

К.С. Балиж¹, С.В. Пушко¹, А.А. Волков², О.В. Карбань^{3*}

1 ООО «СИТЭК», 124365, г. Москва, г. Зеленоград, ул. Заводская, д.25, стр.1.

2 Научно-исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва.

3 ФБУН «Физико-технический институт УрО РАН» ул. Кирова, д. 132, Ижевск, 426000.

*ocsa123@yahoo.com

Методами АСМ экспериментально подтверждена зависимость размера карбидных фаз от состояния мартенситных сталей, заключающаяся в росте карбидов во время испытаний на длительную прочность и ползучесть.

Введение

В ходе эксплуатации в металлоизделиях происходят изменения, связанные с процессами старения, межкристаллитной коррозии, обезуглероживания, с ростом зерна, фазовым наклепом, сфероидизацией перлита и т.п., что приводит к необходимости проведения контроля их состояния неразрушающими методами. Одним из таких разрабатываемых методов контроля является подход, использующий сканирующий зондовый микроскоп для анализа микроструктуры образцов *in situ*. Созданные алгоритмы для построения панорамных АСМ-изображений, их сегментации, автоматического распознавания структур АСМ-изображений сталей [1, 2] позволяют диагностировать состояние перлитных сталей.

Структурным элементом феррито-перлитных сталей является ферритное зерно. В сплаве ферритные зерна могут быть отделены друг от друга прослойками перлита. Перед проведением АСМ-измерений образцы сталей готовят специальным образом (шлифовка и травление в определенных режимах). На АСМ-изображениях, подготовленных таким образом, образцы зерна представляют собой наиболее гладкие области, тогда как перлитные включения характеризуются высокой шероховатостью, что позволяет их надежно разделять. Проблема перехода к новым типам используемых сталей (например, ASTM A335 P91) обусловлена в первую очередь необходимостью анализа мартенситной структуры и недостаточным объемом проведенных исследований по кинетике накопления повреждений стали при эксплуатации, которая в свою очередь отлича-

ется от кинетики накопления повреждений для сталей перлитного класса.

Целью работы является исследование методом АСМ эволюции структуры мартенситных сталей при эксплуатационных нагрузках.

Образцы и методы исследований

Объектом исследований являлась сталь марки ASTM A335 P91. Образцы после испытаний на длительную прочность и ползучесть в диапазоне температур от 570 до 650 градусов и нагрузках от 100 до 200 МПа. Пробоподготовка осуществлялась по стандартной металлографической методике подготовки образцов сталей с дополнительной финишной полировкой для АСМ.

Структурные исследования проведены с использованием специализированного сканирующего зондового микроскопа SolverPIPE.

Результаты и обсуждение

АСМ-изображения микроструктуры мартенситных образцов представлены на рис. 1. После проведенного химического травления за счет разной скорости удаления фаз удается надежно выделить карбидные включения нанометрового размера. Для стали в состоянии поставки их размеры составляют 150-250 нм, для образцов после нагружения их размер увеличивается в три раза. При этом формирование цепочек пор и микротрещин вблизи границ зерен не наблюдается.

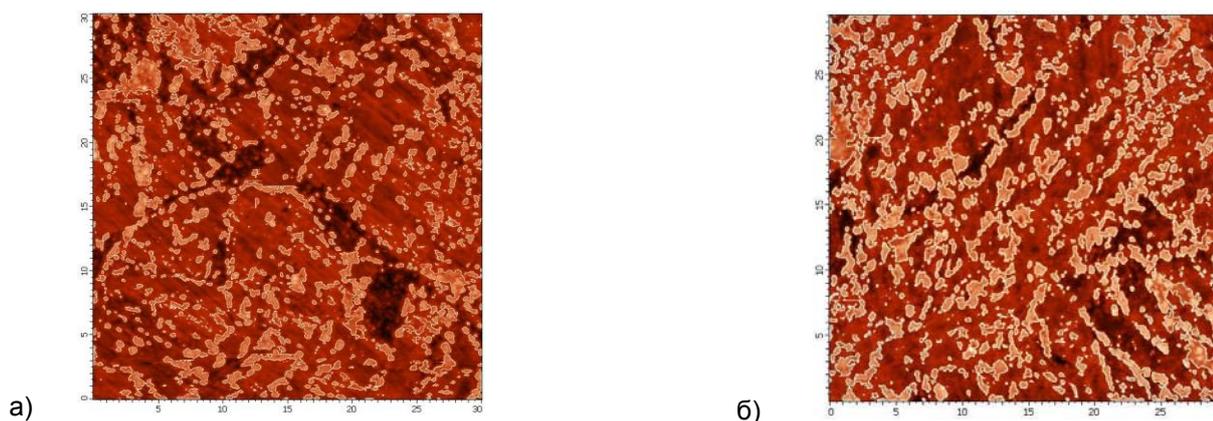


Рис. 1. АСМ-изображения стали ASTM A335 P91: а) образцы в состоянии поставки – средние значения карбидных фаз 150–250 нм; б) образцы с отработанным ресурсом 40% - средние значения карбидных фаз 400-500 нм.

Такой рост карбидных фаз, особенно по границам зерен, делает их препятствием на пути движения дислокаций, и формирование микротрещин происходит по механизму Коттрелла. На границе крупного карбидного выделения формируется не пора, а происходит разрыв или ослабление связей между карбидом и основным телом зерна.

В нашем эксперименте исследования микроструктуры стали сканирующим зондовым микроскопом методами атомно-силовой микроскопии показали, что микроструктура всех испытанных образцов соответствовала состоянию перехода от второй к третьей стадии ползучести. Поскольку локализация пластической деформации при ползучести сопровождается интенсивным формированием и развитием трещин на границах растущих карбидных фаз, то в качестве критерия оценки остаточного ресурса представляется логичным выбрать модифицированный критерий разрушения в виде:

$$K_{cr} = \sigma^2 l,$$

где σ^2 – квадрат статистического распределения напряжений по зернам, а l – экспериментально измеряемое статистическое (нормальное) распределение размеров карбидных фаз.

Данное произведение вычисляется по правилу нахождения произведения нормальных статистических распределений. Учитывая эффект совместного воздействия (напряжение и температура) на образцы, вычисление статистического произведения упрощается: в зернах с высоким напряжением полагается и наличие большего размера карбидных фаз.

В самом простом случае нет необходимости составлять статистическое распределение напряже-

ний в зернах. Значительно упрощая процедуру, можно провести оценку по произведению квадрата среднего значения напряжений (к квадрату среднего эквивалентного напряжения) и среднего значения размеров карбидной фазы, с учетом их изменения на момент исследования сталей. Поскольку в процессе ползучести размер карбидных фаз в мартенситных сталях изменяется от 0,2 до 0,7 мкм, то обнаружить данное изменение непосредственно на переносном оптическом оборудовании практически невозможно. Снятие реплик и их последующий анализ в лабораторных условиях может приводить к известным ошибкам. Таким образом, анализ микроструктуры мартенситных сталей и оценка размеров карбидных фаз *in situ* может позволить определить остаточный ресурс оборудования.

Выводы

В ходе исследований было установлено изменение размеров карбидных фаз в стали ASTM A335 P91 в три раза. Данный параметр – размер карбидных включений – может быть параметром для оценки состояния материала для определения остаточного ресурса образцов мартенситной стали и их состояния.

Литература

1. Догедин Е., Леесмент С.И., Карбань О.В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 2, 62 (2013).
2. Горбенко О.М., Фельштын М.Л., Усачев Д.Ю. и др. // Научное приборостроение, Т. 22, № 4, 62 (2012).

Изучение с помощью МСМ распределения локальных упругих напряжений, вызванных механической деформацией

А.А. Бухараев^{1,2*}, Д.А. Бизяев¹, Н.И. Нургазизов¹, А.П. Чукланов¹, Т.Ф. Ханипов¹

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@kfti.knc.ru

Методами магнитно-силовой микроскопии (МСМ) показано, что за счет магнитоупругого эффекта микрочастицы пермаллоя чрезвычайно чувствительны к локальным упругим напряжениям, вызванным механической деформацией подложки. Исследования проводились на большом массиве частиц одинакового размера и формы, которые были сформированы в условиях сверхвысокого вакуума на поверхности тонкой стеклянной подложки. Деформация подложки при напылении могла быть как однородной, так и неоднородной и задавалась формой основания, к которой крепился образец. Анализ экспериментальных и смоделированных МСМ-изображений от микрочастиц, расположенных в различных местах подложки, позволил определить направление и оценить величину наведенной локальной магнитоупругой анизотропии микрочастиц и степень однородности наведенных в подложке упругих напряжений.

Введение

В настоящее время процессы перестройки намагниченности в магнитных средах под действием различных внешних воздействий интенсивно исследуются [1]. Это связано с тем, что за счет создания механических напряжений в магнитной среде можно существенно снизить энергию, необходимую для записи одного бита информации. Кроме того, магнитоупругий эффект (эффект Виллари — явление, обратное магнитострикции) может быть использован для контроля над распределением механических напряжений в образце, так как наведенная магнитоупругая анизотропия напрямую связана с тензором упругих напряжений [2]. Это важно, поскольку механические напряжения могут привести, например, к формированию микротрещин в кремниевых чипах — основе современной микроэлектроники. Магнитоупругие датчики уже достаточно долгое время используются для контроля над механическими воздействиями, однако на данный момент они не могут обеспечить высокого латерального разрешения. Недавно нами с использованием магнитно-силовой микроскопии (МСМ) было обнаружено, что под действием механического сжатия доменная структура пермалловых микрочастиц заметно меняется [3, 4]. В настоящей работе этот эффект использован для оценки степени однородности в распределении наведенных напряжений в предварительно изогнутой стеклянной подложке после ее распрямления.

Результаты и обсуждение

Было изготовлено три типа образцов с микрочастицами пермаллоя (Py) состава $Ni_{75}Fe_{25}$ с размерами $22 \times 22 \times 0.03$ мкм³. Для образцов первого типа (рис. 1 а) на поверхность тонкой плоской (не изогнутой) стеклянной подложки размером порядка 10×5 мм² накладывалась металлическая маска в ви-

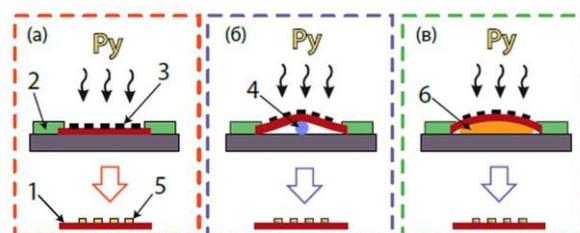


Рис. 1. Схема изготовления образцов: 1 — стеклянная подложка; 2 — держатели; 3 — металлическая сетка, исполняющая роль маски; 4 — проволока Ø 80 мкм; 5 — Py микрочастицы; 6 — овальное основание

де сетки с упорядоченно расположенными квадратными отверстиями с размерами 22×22 мкм², разделенными перемычками шириной 7 мкм. Для образцов второго типа (рис. 1 б) такая же металлическая сетка закреплялась на поверхности подложки, изогнутой за счет размещения под ней металлической проволоки диаметром 80 мкм (4). Для образцов третьего типа изгиб подложки осуществлялся ее закреплением на основании овальной формы (рис. 1 в). Далее на образцы проводилось напыление Py толщиной 30 нм в сверхвысоком вакууме

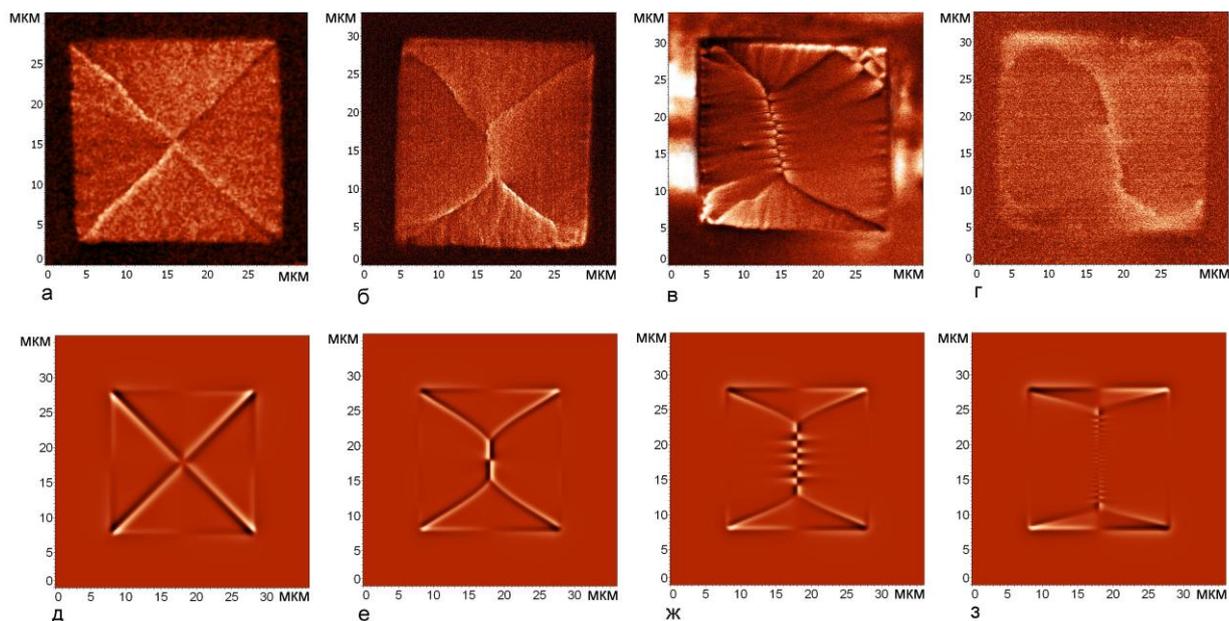


Рис. 2. Экспериментальные (а – г) и соответствующие им модельные МСМ изображения (д – з) микрочастиц Ru: а — для всех микрочастиц образца первого типа, б – г — для образца второго типа с ростом расстояния от края к центру образца (слева направо)

на установке Multiprobe P (Omicron). После завершения напыления образцы извлекались из держателей (2). Предполагалось, что в образце первого типа все микрочастицы не подвергнуты деформации, во втором образце — сформирован градиент упругих напряжений, увеличивающихся от края к центру образца, в третьем образце — микрочастицы Ru везде одинаково сжаты.

На МСМ-изображениях для квадратных микрочастиц Ru видна так называемая «четырёхдоменная структура», у которой доменные стенки сходятся в одной точке в центре частицы. Такая структура характерна в отсутствие внешних напряжений (рис. 2 а, д) и наблюдается практически на всех частицах, расположенных на поверхности образца первого типа. В микрочастицах образца второго типа за счет их одноосного сжатия наблюдается трансформация доменной структуры, которая увеличивается от края к центру образца. МСМ-моделирование показало, что при этом соответственно растет величина наведенной магнитоупругой анизотропии: 500 Дж/м³ для рис. 2 б, е; 1000 Дж/м³ для рис. 2 в, ж; 2000 Дж/м³ для рис. 2 г, з.

В третьем образце микрочастицы Ru претерпевают, по-видимому, одноосное сжатие, одинаковое, практически, на всей поверхности образца. Это следует из того, что почти все микрочастицы, как в центре,

так и по краям образца, имеют мало отличающиеся МСМ-изображения, аналогичные МСМ-изображению, представленному на рис. 2 в.

Таким образом, анализ экспериментальных и смоделированных МСМ-изображений от микрочастиц, расположенных в различных местах подложки, позволил определить направление и оценить величину наведенной локальной магнитоупругой анизотропии в каждой из микрочастиц, покрывающих поверхность. На этом основании сделаны выводы о степени однородности наведенных упругих механических напряжений в образце.

Литература

1. Морозов А.И. // ФТТ, Т. 56, 833 (2014).
2. Беляев Б.А., Изотов А.В. // ФТТ, Т. 49, 1651 (2007).
3. Biziyayev D.A., Bukharaev A.A., Kandrashkin Yu.E. et al. // Modern Development of Magnetic Resonance; Abstracts of the International conference; Kazan – September 22-26, 54 (2015).
4. Чулкинов А.П., Нургазизов Н.И., Бизяев Д.А. и др. // Сборник статей. 19-ая Международная научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия» 5-7 октября, Казань, 223 (2015).

Керметы как функциональный материал: от создания транзисторов до тепловых микроболометров

С.Н. Вдовичев^{1,3,4*}, В.Ф. Вдовин^{2,4}, А.В. Зенкевич⁶, А.Ю. Климов¹, 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.Е. 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 тонких резистивных керметных пленок (Si-Cr_x) и предложены различные конструкции широкополосных микроболометров СВЧ диапазона. Представлены результаты работ по изготовлению и исследованию свойств свободно висащих микроболометров, болометров на твердом основании на основе керметных пленок. Предложена модель построения полевого транзистора на основе сегнетоэлектрик/керметная пленка.

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 ($0.1-1 \text{ K}^{-1}$) при низких температурах [2]. Ранее уже сообщалось, что возможно создание керметных пленок с высоким ТКС типа Si-Cr_x [3], и данная работа является продолжением данной тематики.

Керметные болометры на основе ниобия (при концентрациях ниобия 2-9%) уже использовались в миссии «Олимп» [4, 5]. Отличие пленок на основе хрома заключается в том, что концентрация хрома существенно менее 1%. Вопрос о состоянии хрома в матрице кремния (гранулы или нити) и является ли хром примесью акцепторного типа является открытым. Тем не менее, при изготовлении характеристики керметных пленок хорошо воспроизводятся и контролируются, что потенциально позволяет строить на их основе микро-болометры с продольным и вертикальным транспортом.

Модель одноэлектронного полевого транзистора на основе металлическая гранула/сегнетоэлектрик была рассмотрена в теоретической работе [6]. В нашей работе предлагается вариант построения полевого транзистора на основе структуры гранулированная пленка/сегнетоэлектрик, в качестве гранулированной пленки используется керметный материал Si-Cr .

Эксперимент

Керметные пленки изготавливались методом магнетронного одновременного распыления двух мишеней (кремний и металл) в едином вакуумном цикле. Остаточный вакуум в камере был не хуже $1 \cdot 10^{-7}$ Торр. В качестве диэлектрических подложек использовались ситалл, стекло или сапфир. Расположение магнетронов, возможность изменения угла наклона магнетрона по отношению к подложке в совокупности с широким и диапазон мощностей магнетронов, в котором происходило распыление материала (от 10 Вт до 200 Вт), позволяли контролируемо варьировать сопротивление керметных пленок от 100 Ом до 10 МОм/квадрат при толщине пленок 100 нм. При распылении только одной мишени кремния сопротивление пленок превышало 200 МОм/квадрат и не регистрировалось используемой измерительной аппаратурой.

Методами фотолитографии и плазмохимического травления была изготовлена серия свободновися-

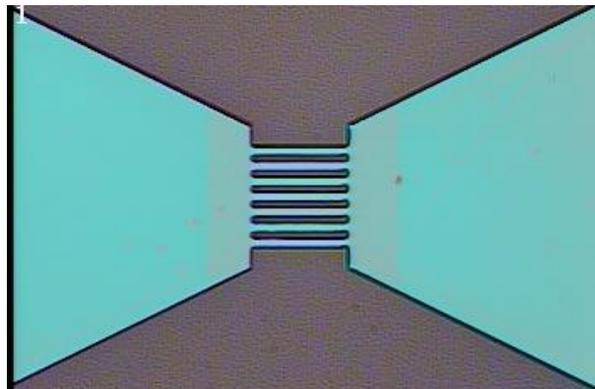


Рис. 1. Свободнобалансирующий микроболлометр

щих микроболлометров, см. рис. 1. Сопротивление микро-боллометров составляло 0.5 МОм при рабочей температуре 60 К и площади микроболлометра 50 кв. мкм. По результатам измерений $NEP = 5 \cdot 10^{-11}$ Вт/Гц^{1/2} при T=60 К.

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 со степенью не 1, характерной для термоактивных переходов (прыжковая проводимость). Для наших пленок Si-Cr_x степенной показатель температуры, входящей в экспоненциальную зависимость, равен 1/2, см. [3]. В качестве сегнетоэлектрика был выбрана пленка Hf_{0.5}Zr_{0.5}O₂ [7] 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

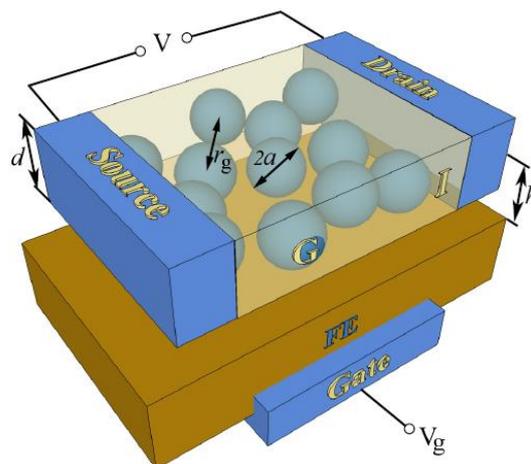


Рис. 2. Схема полевого транзистора на основе гранулированная пленка/сегнетоэлектрик

(versatile material), перспективный для создания микроболлометров, в том числе и для решения астрофизических задач. Также потенциально интересно использовать керметные пленки для создания полевого транзистора типа гранулированная пленка/сегнетоэлектрик.

Работа выполнена при поддержке CRDF #FSCX-14-61077-0, РФФИ и частичной поддержке МОН РФ (соглашение от 27 августа 2013 г. N 02.В.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ). В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. Мейский З. Г. Несплошные и керметные пленки. Физика тонких пленок. М.: Мир, 1978. Т. 8. С. 106–179.
2. Двуреченский А.В., Дравин В.А., Якимов А.И. // Письма в ЖЭТФ, 48(3), С.144 (1998).
3. Вдовичев С.Н. и др. // Поверхность, № 3, с. 1 (2016).
4. Christian Hoffmann *et al.* // EAS Publications Series, 37, 83 (2009).
5. Nones C. // Astronomy & Astrophysics, 548, A17 (2012).
6. Fedorov S.A. *et al.* // Phys. Rev. B 90, 195111 (2014).
7. Matveyev Yu. *et al.* // J. of Appl. Phys., V. 117, 044901 (2015).

Магниторезонансная микроскопия наноструктур

А.П. Володин

KU Leuven, Celestijnenlaan 200D, BE-3001 Leuven, Belgium.
alexander.volodin@fys.kuleuven.be

Методы магнитного резонанса, используемые в последнее время в сканирующей зондовой микроскопии, существенно расширяют возможности ее применения для исследования наноструктур. В предлагаемом обзоре рассматриваются последние достижения в области магниторезонансной микроскопии, такие как: локализация спин-волновых мод посредством интенсивного градиента магнитного поля и оптическое детектирование спинового резонанса на азотных вакансиях (NV-центрах) кристаллической решетки алмаза. Мониторинг интенсивности люминесценции NV-центров позволяет измерять локальные магнитные поля с уникальными чувствительностью и пространственным разрешением.

Магниторезонансная микроскопия (МРМ) - одно из самых интенсивно развивающихся и многообещающих направлений сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ), в основе которого лежит явление магнитного резонанса. О значении магнитного резонанса (МР) для практической медицины, структурной биологии, аналитической химии и фундаментальной физики вряд ли стоит упоминать. Тогда как применение типичных магниторезонансных аналитических средств ограничено объектами миллиметровых размеров, МРМ продвигает их в область наноразмеров. Фактически МРМ является одним из видов магнитно-резонансной томографии, способной получать трехмерные изображения наноразмерных объектов. В настоящее время можно выделить два основных метода МРМ: магниторезонансную силовую микроскопию (МРСМ) и микроскопию, основанную на магнитометрии с использованием азотных вакансий кристаллической решетки алмаза, — сканирующую «алмазную» магнитометрию (САМ). В данном кратком обзоре рассматриваются некоторые практически важные последние достижения в области МРМ.

Магниторезонансная силовая микроскопия

Эра МРСМ началась в 1991 году с предложения профессора отделения ортопедии Вашингтонского университета Джона Сайдльса использовать кантилевер силового СЗМ в качестве детектора магнитного резонанса [1]. Чувствительность такого детектора на восемь порядков превосходит чувствительность обычно применяемых индуктивных детекторов. Подобно магнитно-резонансной томографии МРСМ позволяет локализовать спиновое резонанс-

ное возбуждение в наноразмерном образце посредством градиента магнитного поля. Расположение компонентов прибора аналогично применяемому в магнитосиловой микроскопии: магнитное острие зонда сканирует поверхность образца на заданной высоте (рис. 1), и регистрируется гармоническая составляющая силы взаимодействия зонда с образцом. Острие зонда служит одновременно источником градиента магнитного поля, необходимого для выбора «резонансного среза» — области образца, в которой выполняются условия магнитного резонанса (рис. 1).

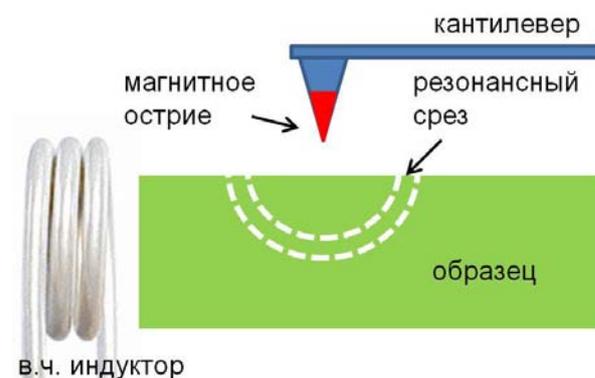


Рис. 1. Типичная схема МРСМ. Механический датчик - кантилевер заменяет традиционный индукционный датчик МР. Условия МР в «резонансном» срезе образца обеспечиваются комбинацией приложенного магнитного поля с градиентом и высокочастотного поля

Наиболее впечатляющим результатом практического развития МРСМ стало детектирование парамагнитного резонанса индивидуального электронного спина [2]. Успех обеспечили сверхвысокочувствительный силовой датчик (рис. 2) и работа прибора в сверхвысоком вакууме при низких температурах.

Вакуум необходим для обеспечения высокой механической добротности датчика, достигающей $\sim 10^4$ и определяющей «коэффициент усиления» датчика. (Недавний рекорд $\sim 10^6$ установил алмазный монокристаллический кантилевер [3]).

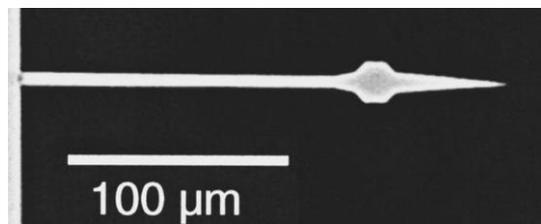


Рис. 2. Силовой датчик МРСМ - кантилевер из монокристаллического кремния для детектирования сил в аН-диапазоне при регистрации одноэлектронного спинового резонанса [2]

Помимо использования этих экзотических условий, повышение чувствительности и разрешения МРСМ возможно путем размещения объекта исследований непосредственно на кантилевере (рис. 3). Так была проведена ЯМР-томография отдельного вируса табачной мозаики [4] с беспрецедентным разрешением < 10 nm.

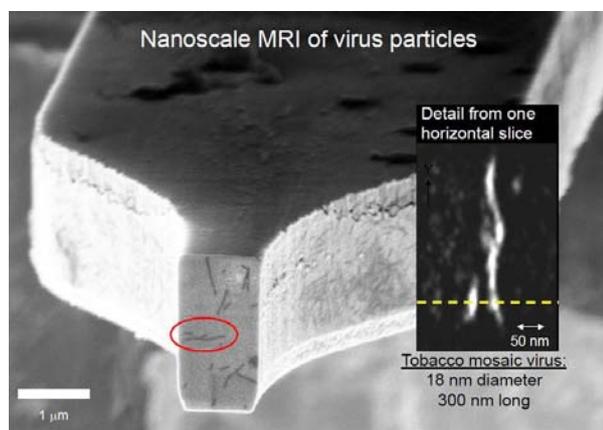


Рис. 3. Электронно-микроскопическое изображение торца кантилевера с нанесенными образцами вируса табачной мозаики. На вставке — МРСМ-изображение отдельного вируса [4]

Приведенные выше экзотические условия наблюдения МРСМ перестают быть необходимы в случае использования ферромагнитного резонанса (ФМР) из-за тысячекратного увеличения сигнала МР. В качестве механического датчика ФМР в МРСМ могут использоваться стандартные «мягкие» кантилеверы промышленного производства. Нет необходимости и в высоковакуумной обстановке: меха-

нической добротности ~ 100 вполне достаточно для детектирования ФМР. Даже относительно жесткий (с коэффициентом упругости ~ 1 Н/м) пьезорезистивный кантилевер [5] (рис. 4) был успешно применен для изучения модификации ФМР спектров структурированных Co/CoO пленок обменным смещением, индуцируемым антиферромагнитным подслоем CoO [6].

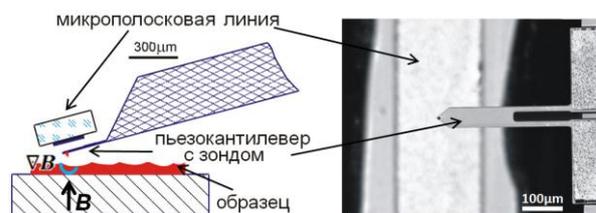


Рис. 4. Пьезорезистивный механический детектор ФМР [5]. Условия ФМР в образце создаются комбинацией приложенного внешнего магнитного поля B и высокочастотного (1 — 20 ГГц) поля возбуждения

Практическая реализация МРСМ фактически сводится к дополнению обычного магнитосилового микроскопа простыми устройствами в.ч.-накачки. Неудивительно, что применение МРСМ для ферромагнитных образцов микронных и субмикронных размеров оказалось весьма продуктивным: исследованы ФМР спектры и распределения собственных мод спиновых волн (см., например, [7]). Нелокальный характер ФМР создает, однако, определенные трудности. В парамагнетике магнитный градиент зонда устанавливает однозначную связь между пространственным положением спинового возбуждения и частотой приложенного электромагнитного поля. Для ферромагнетика такой подход проблематичен, поскольку из-за сильного взаимодействия между спинами частота прецессии в конкретном месте зависит от намагниченности остальной части образца. В результате в ферромагнетике возбуждаются коллективные спин-волновые моды. Однако, как было недавно показано [8], магнитно-резонансная томография посредством МРСМ может быть эффективно применена и к ферромагнетикам посредством локализации этих спин-волновых мод. Спиновые волны могут быть локализованы в образце либо в его сильно неоднородной внутренней области, либо в результате воздействия интенсивного градиента магнитного поля зонда (рис. 5 (а)). Обычный спектр ФМР протяженного тонкопленочного образца представляет одну (основную) линию. Она и

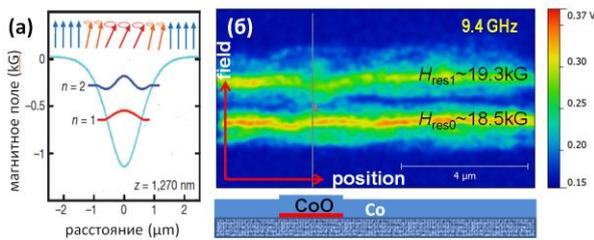


Рис. 5. Диаграмма (а), поясняющая локализацию спин-волновых мод магнитным зондом [8]., МРСМ контраст (б) как функция магнитного поля и положения зонда. Зонд сканирует одну линию вдоль поверхности Со пленки (толщиной 20 нм), покрывающей СоО структуру (толщиной 4 нм)

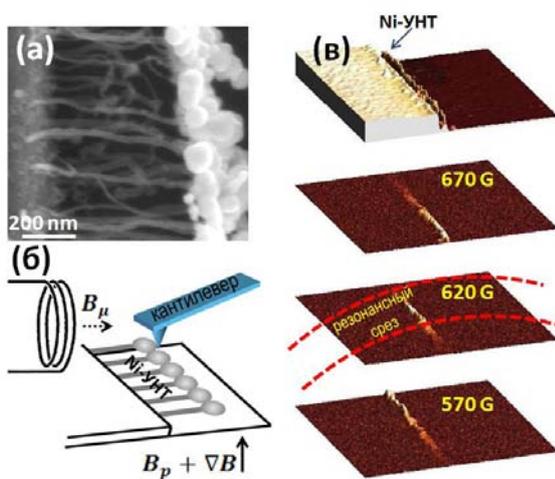


Рис. 6. Селективное механическое возбуждение массива УНТ (а) посредством ФМР, возбуждаемого в массиве под действием в.ч. излучения и магнитного поля с градиентом (б). Перемещение зоны возбуждения массива магнитным полем (в)

наблюдается при достаточном удалении зонда от образца, когда влияние градиента минимально. По мере приближения зонда появляются новые линии спектра из-за локального подавления поля зондом. Явление во многом аналогично образованию спин-волновых мод, обусловленных геометрическими ограничениями образца. На рисунке 5 (б) показан пример МРСМ-изображения структурированной Со/СоО пленки, контраст которого соответствует двум линиям ФМР спектра: основной H_{res0} и дополнительной H_{res1} , возникшей из-за локализации спин-волновой моды. Контраст, соответствующий H_{res1} , отражает присутствие СоО структуры, расположенной под Со пленкой и индуцирующей обменное смещение.

Таким образом, использование локализованной спин-волновой моды позволяет при сканировании исследовать пространственные распределения ФМР-свойств образцов.

Посредством ФМР можно вызвать механические возбуждения ферромагнитных наноструктур [9]. Подобный пример представлен на рисунке 6. Участки массива углеродных нанотрубок (УНТ), нагруженных наночастицами Ni (рис. 6 (а)), приводились в колебания модулированным высокочастотным полем (2 ГГц) в условиях ФМР. Механические колебания УНТ детектировались силовым зондом (рис. 6 (б)). Зоны возбуждения массива можно было перемещать, изменяя приложенное поле B_p (рис. 6 (в)) [9].

Сканирующая «алмазная» магнитометрия

Как уже отмечалось, полноценная реализация высокочувствительных МРСМ, основанных на ЭПР и ЯМР, предполагает выполнение весьма серьёзных условий. Помимо чрезвычайной сложности их полноценной реализации, такие условия, как сверхвысокий вакуум и сверхнизкие температуры, ограничивают применимость МРСМ к изучению многих биологических объектов.

Совсем недавнее открытие уникальных магнитнометрических свойств вакансионных дефектов азота в кристаллической решетке алмаза — NV-центров привело к истинному прорыву в реализации высокочувствительных МРМ. Уникальной особенностью NV-центра является его магнитное (спин-триплет) основное состояние и зависимость интенсивности его флюоресценции от ориентации спина [10]. В результате ЭПР-спектры одиночных NV-центров могут быть обнаружены путем измерения интенсивности фотолуминесценции при их микроволновом облучении. Эта особенность позволяет использовать оптическое детектирование ЭПР одиночных NV-центров. Измерение смещений спектральных линий ЭПР обеспечивает беспрецедентные локальные магнитнометрические возможности. Нанокристалл алмаза с NV-центром, закреплённый на острие кантилевера СЗМ (рис. 7), представляет основу практически идеального САМ. Чрезвычайно важным обстоятельством является то, что прибор работоспособен при комнатной температуре и не требует вакуумных условий.

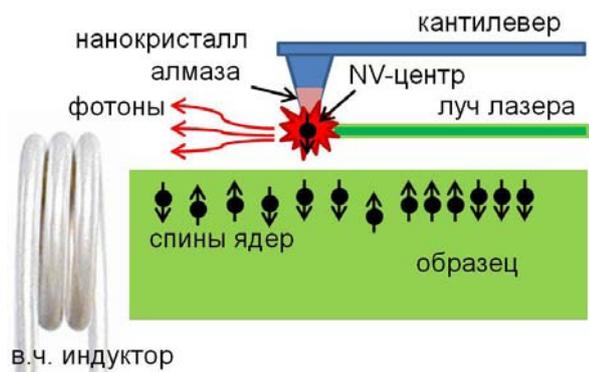


Рис. 7. Схема реализации SAM. Нанокристалл алмаза, закрепленный на острие зонда СЗМ, флуоресцирует при облучении «зеленым» лазером. Собираемые красные фотоны обеспечивают регистрацию ЭПР-спектра одиночного NV-центра алмаза, чувствительного к локальным магнитным полям образца

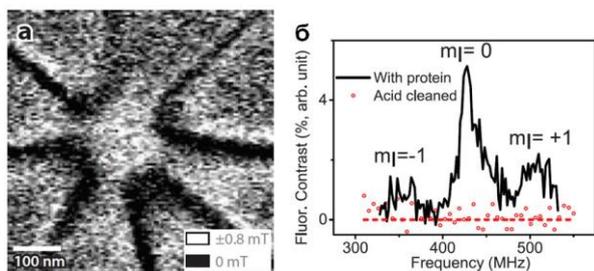


Рис. 8. SAM-изображение ядра магнитного вихря в тонкой пермаллоевой пленке [12] (а). Односпиновый ЭПР-спектр метки (нитроксид) в белке MAD2, зарегистрированный NV-центром [13] (б)

Кроме высокотехнологичного алмазного сенсора с NV-центром, критическим элементом АСМ является регистратор фотolumинесценции, способный детектировать одиночные фотоны. Обычно для этого используются конфокальные микроскопы со счётчиками фотонов. Совсем недавно, однако, появилось сообщение об альтернативном способе регистрации ЭПР на NV-центрах с использованием фотоиндуцированной проводимости алмаза [11].

В последнее время получены впечатляющие результаты применения АСМ для исследования твердотельных наноструктур и биологических объектов. На рисунке 8 (а) показан пример АСМ-

изображения ядра магнитного вихря в тонкой пермаллоевой пленке [12]. Представленный на рисунке 8 (б) односпиновый ЭПР-спектр метки в белке демонстрирует возможности NV-центра как сенсора спиновой метки в белке MAD2 [13]. Подобные спектры позволяют обнаружить перестройки в структуре белка.

Основными достоинствами АСМ являются чрезвычайно высокая чувствительность и невозмущающий характер зонда. По аналогии с МРСМ использование градиента магнитного поля может конвертировать АСМ в МР-томограф нанометрового разрешения.

Магниторезонансная микроскопия как одно из самых многообещающих направлений сканирующей зондовой микроскопии развивается весьма быстрыми темпами, и совсем скоро следует ожидать сообщений о новых реальных [14] рекордах её разрешения и чувствительности.

Литература

1. Sidles J.A. // *Appl. Phys. Lett.*, V.58, 2854 (1991).
2. Rugar D. *et al.* // *Nature*, V.403, 329 (2004).
3. Tao Y. *et al.* // *Nature Comm.*, V.5, 3638 (2014).
4. Degen C.L. *et al.* // *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, V. 106, 1313, (2009).
5. Volodin A. *et al.* // *Rev. Sci. Instrum.*, V. 76, 063705 (2005).
6. Volodin A. *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V.85, 5935 (2004).
7. Klein O. *et al.* // *Phys. Rev. B*, 78, 144410 (2008).
8. Lee I. *et al.* // *Nature*, V.466, 845 (2010).
9. Volodin A. *et al.* // *ACS Nano*, V. 7, 5777 (2013).
10. Schirhagl R. *et al.* // *Annu. Rev. Phys. Chem.*, V.65, 83 (2014).
11. Bourgeois E. *et al.* // *Nature Comm.*, V.6, 8577 (2015).
12. Rondin L. *et al.* // *Nat. Commun.*, V.4, 2279 (2013).
13. Shi F. *et al.* // *Science*, V.347 1135 (2015).
14. Loretz M. *et al.* // *Science*, published online 16 October 2014, retracted on 9 January 2015.

Структура, электронное строение и некоторые химические свойства наночастиц никеля, нанесенных на подложки различной природы

А.К. Гатин, М.В. Гришин*, А.А. Кирсанкин, Н.Н. Колченко, С.Ю. Сарвадий, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991.

*mvgrishin68@yandex.ru

Представлены результаты исследования никелевых наночастиц методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии. Определены их электронные строения и адсорбционные свойства по отношению к воде и молекулярному водороду в зависимости от типа подложки.

Введение

Взаимодействие наночастиц с подложкой может приводить к различным эффектам, среди которых: изменение формы, структуры и химического состава наночастиц, локализация наночастиц на определенных местах на поверхности подложки и др. Одним из важнейших проявлений взаимодействия между наночастицами и подложкой является перераспределение электронной плотности, возникающее за счет разности работ выхода электронов и приводящее к зарядению наночастиц. В нашем докладе рассматриваются некоторые аспекты, связанные с зарядением наночастиц никеля, нанесенных на подложки различной природы.

Эксперимент

Исследование физико-химических свойств наночастиц никеля проводилось на установке, включающей сверхвысоковакуумный откачной пост, сканирующий туннельный микроскоп (СТМ), оже-спектрометр и масс-спектрометр. Базовое давление в установке составляет $P = 2 \times 10^{-10}$ Торр.

Экспериментальные образцы – наночастицы никеля, нанесенные на поверхность высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ), окисленных алюминия, никеля и титана, были приготовлены методом пропитки поверхности раствором предшественника.

Для исследования структуры и электронного строения наночастиц использовался сканирующий туннельный микроскоп. Применялись стандартные топографические и спектроскопические методики

сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии.

Электронное строение наночастиц определялось по форме зависимостей туннельного тока от напряжения между острием СТМ и образцом (ВАХ). Известно, что при контакте двух проводников фиксируется *S*-образная кривая ВАХ [1]. Изменение химического состава образца (и/или острия СТМ) приводит к появлению на *S*-образной кривой участка с нулевой проводимостью – запрещенной зоной [2].

Адсорбционные и каталитические свойства наночастиц по отношению к водороду, кислороду и воде изучали при $T = 300$ К и давлении $P = 1 \times 10^{-6}$ Торр.

Результаты и обсуждение

Исследование структуры и электронного строения нанесенных наночастиц показало, что на подложках образуются наночастицы, форма которых близка к сферической, а размер составляет 2–3 нм. Электронное строение наночастиц соответствует в большинстве случаев полупроводникам. Это означает, что они окислены или состоят из оксида никеля. Возможно образование как единичных наночастиц, так и их кластеров. Однако форма, размеры и электронное строение наночастиц не зависят от того, является ли наночастица изолированной или входит в многочастичный кластер.

Восстановление наночастиц, нанесенных на проводящие подложки, протекает при $T \geq 750$ К. Характерное время восстановления составляет 1000 минут. Вначале водород реагирует с адсорбированными атомами кислорода, затем проникает через

дефекты в оксиде внутри наночастицы и реагирует с атомами кислорода в объеме частицы. Кинетика восстановления наночастицы приведена на рисунке 1. Вид кластера наночастиц, а также ВАХ, измеренные на графите и наночастицах после экспозиции в H_2 , представлены на рисунке 2.

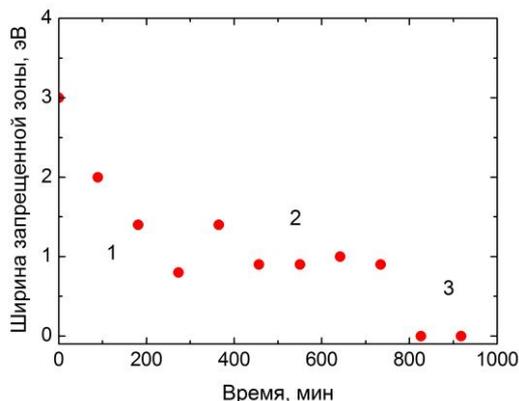


Рис. 1. Временная зависимость ширины запрещенной ВАХ: 1 – взаимодействие Н с адсорбированным кислородом, 2 – взаимодействие Н с кислородом в объеме наночастицы, 3 – полное восстановление наночастицы

Результат адсорбции воды и водорода на поверхности нанесенных наночастиц зависит от разности работ выхода электронов из наночастицы и подложки, см. Таблицу 1.

Таблица 1

Величины работ выхода электрона, ϕ , и разности работ выхода, $\Delta\phi$, для различных материалов

Материал	ϕ , эВ	$\Delta\phi$, эВ	Знак заряда, приобретаемого наночастицей
Ti	3.95	0.4	-
Al	4.25	0.1	-
Ni	4.35	0	нет заряда
НОРГ	4.7	-0.25	+
Si	4.85	-0.5	+

По результатам измерений методом сканирующей туннельной спектроскопии установлены продукты взаимодействия молекул воды с наночастицами никеля. Адсорбция воды на наночастицах, нанесенных на подложки из окисленных титана и алюминия, протекает диссоциативно с образованием на их поверхности ОН-групп. Как следует из таблицы 1, наночастицы в этом случае за счет взаимодействия с подложкой приобретают отрицательный заряд. Адсорбция воды на наночастицах, нанесенных на окисленный кремний и ВОПГ (заряженных положительно), проходит без диссоциации.

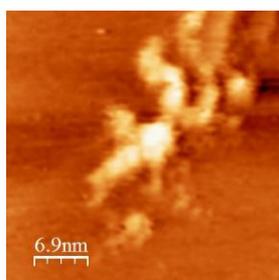
Диссоциативная адсорбция водорода на кристаллических наночастицах при комнатной температуре наблюдается в том случае, когда разность значений работ выхода между материалами наночастицы и подложки превышает по абсолютному значению 0.25 эВ (для подложек из окисленных титана и кремния, а также графита). При этом происходит восстановление окисленных наночастиц никеля.

Таким образом, проведенное исследование выявило значительное влияние заряжения наночастиц, возникающего при взаимодействии с подложкой, на их химические свойства.

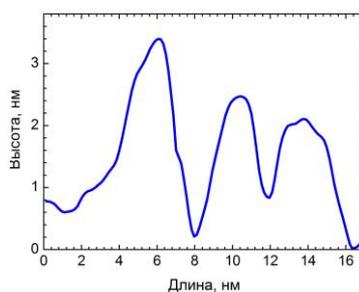
Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты № 14-03-00156, 15-03-02523, 15-33-20831, 16-03-00046.

Литература

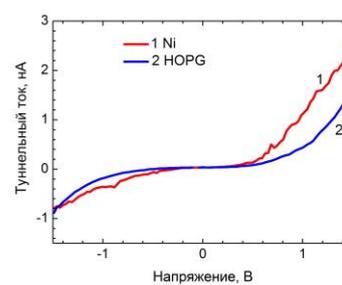
- Scanning Tunnelling Microscopy I. / Ed. by H.-J. Güntherodt, R. Wiesendanger. Berlin: Springer-Verlag, 1994. 280 p.
- Гатин А.К., Гришин М.В., Далидчик Ф.И. и др. // Химическая физика, 2006, Т. 25(7), 17.



а



б



в

Рис. 2. Кластер Ni-наночастиц: изображение, профиль, ВАХ

Влияние переноса заряда на свойства нанесенных наночастиц золота

А.К. Гатин, М.В. Гришин*, А.А. Кирсанкин, Н.Н. Колченко, С.Ю. Сарвадий, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991.

*mvgrishin68@yandex.ru

Пространственная локализация и энергетическое распределение электронов в нанесенных наночастицах, определяющие их свойства, в значительной, а иногда в решающей степени зависят от взаимодействия с подложкой. Выявление основных факторов, влияющих на эти распределения, является основой разработки методов управления физико-химическими характеристиками наносистем, в том числе в области гетерогенного катализа.

Введение

Ранее нами было установлено, что на наночастицах золота, нанесенных на пиролитический графит, при 300 К происходит диссоциативная адсорбция водорода. Было установлено, что после экспозиции в водороде вольт-амперные характеристики (ВАХ) наноконтакта СТМ, содержащего нанесенную на графит наночастицу золота, претерпевают качественные изменения. До взаимодействия с водородом ВАХ имеют типичную для наночастиц металлов форму с отличной от нуля производной в окрестности нуля (т.н. S-образная ВАХ). После экспозиции в водороде на ВАХ появляется участок с проводимостью, близкой к нулю. Такая (Z-образная) ВАХ типична для наночастиц, в которых при изменении химического состава может наблюдаться переход металл–изолятор (например, в окисленном никеле). В данном случае эффект S-Z изменения формы ВАХ дает удобный для экспериментов в СТМ метод обнаружения факта диссоциативной адсорбции водорода на золотых наночастицах. В контрольных экспериментах, где в тех же условиях в водороде экспонировались наночастицы золота, нанесенные на золотую подложку, адсорбции водорода обнаружено не было. Столь выраженная зависимость химической активности наночастиц от типа подложки связана, по нашему мнению, с переносом заряда в системе графит–золото. Учитывая значения работы выхода электронов для золота (5.1 эВ) и графита (4.8 эВ), можно предположить, что наночастицы золота, нанесенные на ВОПГ, заряжены отрицательно.

Цель настоящей работы – непосредственное определение влияния потенциала (заряда) золотых наночастиц на их способность к диссоциативной адсорбции водорода.

Эксперимент

Для формирования наночастиц золота на графит помещали каплю водного раствора HAuCl_4 с концентрацией золота 2.5×10^{-5} мг/л и прокачивали в условиях сверхвысокого вакуума (2×10^{-10} Торр) при 500 К в течение 6 ч. В результате на ВОПГ образовывались наночастицы золота (по топографическим измерениям, близкие к сферическим).

Отметим, что способ получения наночастиц не определяет, по-видимому, решающим образом те их свойства, которые исследовались в настоящей работе. На нанокластерах золота, нанесенных на графит методом лазерного электродиспергирования, наблюдались все эффекты, упомянутые во введении.

Экспозиция в водороде проводилась при значениях потенциала образца $U = +5, +1, 0, -1$ В относительно потенциала земли (зонда) при 300 К и давлении водорода 1×10^{-6} Торр в течение 30 минут. Затем внешнее поле отключалось, водород удалялся из камеры СТМ и проводились измерения ВАХ.

Результаты и обсуждение

До взаимодействия с водородом ВАХ, измеренные на нанесенных на графит золотых наночастицах, соответствовали чистому металлу, т.е. имели S-образную форму. После экспозиции в водороде форма ВАХ качественным образом зависит от знака приложенного потенциала.

На рис.1 представлены (а) топографическое изображение кластера наночастиц и (б) ВАХ, измеренные после экспозиции наночастиц золота в водороде при разных значениях потенциала.

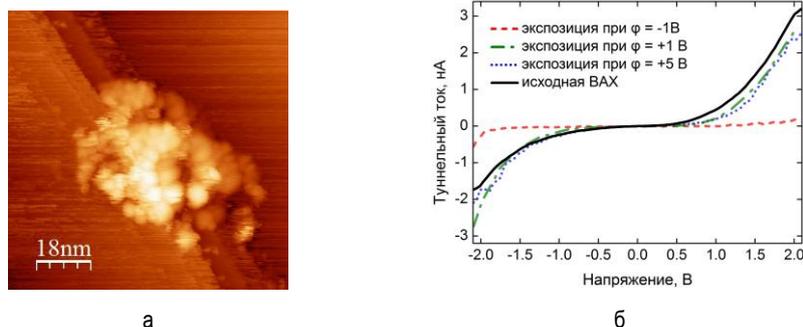


Рис. 1. Изображение кластера наночастиц Au (а) и ВАХ, измеренные после экспозиции в H_2 при различных потенциалах ϕ (б)

При $U = +5$ В зависимость туннельного тока от напряжения, как и исходная ВАХ, не содержит участка с нулевой проводимостью, т.е. электронное строение наночастиц не изменилось, хемосорбции водорода не произошло. При $U = +1$ В картина в целом сохраняется, однако в некоторых точках на поверхности наночастицы можно наблюдать кривые Z-образной формы. При $U = 0$ В и $U = -1$ В форма ВАХ полностью менялась от исходной S- к конечной Z-образной, с выраженной областью нулевой проводимости, что свидетельствует о заметном изменении свойств золотых нанокластеров вследствие диссоциативной адсорбции водорода. Отметим, что значительное время S-Z перехода (до десятков минут) характерно скорее для объемных, чем для поверхностных процессов, и может быть связано с диффузией протонов в объем наночастицы.

При взаимодействии водорода с золотом критическим параметром, определяющим возможность хемосорбции, является вероятность акта диссоциации молекулы водорода на поверхности золота. В настоящей работе экспериментально показано, что барьером диссоциации можно управлять, меняя заряд (потенциал) нанокластера.

Механизм эффекта влияния поля на вероятность диссоциативной адсорбции водорода на нанокластерах золота можно проиллюстрировать в рамках резонансной модели хемосорбции (обсуждение применимости к диссоциативной адсорбции опубликовано, например, в [1]). Заселенность антисвязывающего состояния молекулы водорода коррелирует с «дефектом резонанса» $-|E_d - E_a|$, где E_d – положение «центра тяжести» взаимодействующих с адсорбатом состояний наночастицы (и, вообще говоря, зависящее от вызванного приложенным потенциалом перераспределения электронной

плотности), E_a – усредненное по участку траектории в окрестности «переходного состояния» положение уровня молекулы ($E_a = E_{a0} + f \times z$), E_{a0} – положение уровня молекулы в отсутствие поля, f – напряженность поля. Таким образом, сближение E_a и E_d при отрицательном потенциале усиливает тенденцию к уменьшению энергии Н-Н связи и возрастанию вероятности диссоциативной адсорбции при контакте молекулы водорода с поверхностью наночастицы золота. В то же время положительный потенциал увеличивает барьер диссоциативной адсорбции настолько, что делает ее «ненаблюдаемой» в экспериментальных условиях, использованных в настоящей работе.

Можно отметить, что такая резкая зависимость вероятности элементарного акта от заряда металлического кластера обнаруживается и для других систем, например при диссоциации CCl_4 на кластерах меди [2]. Отметим, что полученные результаты поддерживают предположение о том, что основной причиной инертности «макроскопического» золота относительно хемосорбции водорода является дефицит мест поверхности с локальной плотностью состояний, обеспечивающей необходимое для диссоциации разрыхление Н-Н связи.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты №№ 14-03-00156, 15-03-02126, 15-03-02523, 15-33-20831, 16-03-00046.

Литература

1. Kratzer P., Hammer B., Norskov J.K. // J.Chem.Phys., V. 105, 5595 (1996).
2. Колченко Н.Н. // Химическая физика, Т. 31, № 9, 77 (2012).

Возможности аналитической высокоразрешающей электронной микроскопии для исследования низкоразмерных гетеросистем

А.К. Гутаковский

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.
gut@isp.nsc.ru

В работе дана краткая характеристика аналитической высокоразрешающей электронной микроскопии (ВРЭМ), рассмотрены основные режимы современного электронного микроскопа для изучения атомного строения и элементного состава полупроводниковых низкоразмерных гетеросистем, даны примеры экспериментального определения разрешающей способности микроскопа в режимах HREM и STEM. Представлены примеры применения моделирования ВРЭМ изображений для адекватной интерпретации экспериментальных результатов и получения дополнительной информации при структурных исследованиях пленок нанокристаллов в аморфной матрице. Особое внимание уделено способам получения количественной информации об искажениях и деформациях кристаллической решетки с помощью цифровой обработки экспериментальных ВРЭМ изображений методом геометрической фазы. В качестве примеров применения аналитической высокоразрешающей электронной микроскопии приведены результаты исследования атомной структуры напряженных сверхрешеток (InAs)-(GaSb), (GeSiSn)-(Si), островковых пленок InSb в матрице AlAs, нанокристаллов дисилицида железа в кремниевой матрице.

Введение

Термин «аналитическая электронная микроскопия» стал широко использоваться с развитием приборной и методической базы этого метода. Этот термин предполагает, что к задаче визуализации структурно-химических особенностей объекта, (анализ морфологии, элементного состава и пространственного распределения отдельных элементов низкоразмерных систем; исследование строения дефектов структуры и границ раздела) добавляется задача количественной характеристики объекта, а именно: измерение геометрических параметров, дисторсий и деформаций кристаллической решетки материалов на атомарном уровне, обработка спектральной информации для количественного определения элементного состава и энергетических параметров химических связей, анализ адекватности экспериментальных изображений и спектров реальной структуре объекта и т.п. Решение этих задач требует адекватного комплекса оборудования и соответствующих методик обработки полученных экспериментальных данных. В докладе представлены результаты исследований, выполненных на электронном микроскопе TITAN 80-300 (FEI), оборудованном корректором сферической абберации объективной линзы, который позволяет задавать любое значение C_s , в том числе и равное нулю, что заметно увеличивает разрешающую способность. Экспериментально измеренные значения

разрешающей способности этого прибора в режимах HREM и STEM составили 0,08 и 1,35 нм, соответственно. Применение специализированных методик цифровой обработки экспериментальных HREM и STEM изображений, в частности использование метода геометрической фазы, дает количественную информацию об особенностях атомного строения материала.

Важным дополнением данных HREM и STEM об атомном строении материала является информация о химическом составе исследуемого объекта. Эту информацию, в отдельных случаях, возможно извлечь из особенностей контраста на электронномикроскопических изображениях, используя моделирование и сопоставления экспериментальных и теоретических HREM и STEM изображений, но в большинстве случаев решение этой задачи требует применения специализированных методов локального химического анализа. Методы EDAX и EELS для проведения химического анализа, интегрированные в электронные микроскопы просвечивающего типа, кратко рассмотрены в этой работе. Применение этих методов позволяет не только измерять состав в локальной области объекта, но и получать карты распределения химических элементов по площади объекта (chemical mapping).

В качестве примеров применения HREM и STEM в работе рассмотрены новые результаты по сверхрешеткам (InAs)-(GaSb), островковым пленкам InSb в

матрице AlAs и нанокристаллам (НК) дисилицида железа в кремниевой матрице.

Атомная структура сверхрешеток и нанокристаллов

Напряженные короткопериодные сверхрешетки (НКСП) GaSb/InAs являются альтернативой тройному твердому раствору кадмий–ртуть–теллур при создании фотодетекторов и лазеров, перекрывающих инфракрасный диапазон от 3 до 30 мкм. Ключевая роль в реализации оптических свойств СП принадлежит гетограницам GaSb-InAs [1]. Атомное строение границ раздела сопрягаемых материалов определяет остаточные механические напряжения в выращенной СП. Количественный анализ этих напряжений является одной из важных задач. Методами HREM и STEM поперечных срезов НКСП детально исследована структура отдельных слоев и границ раздела и обнаружено наличие переходных областей толщиной 2-3 монослоя между когерентно сопрягаемыми слоями НКСП. Проведен анализ изменений параметров кристаллических решеток чередующихся слоев GaSb и InAs по толщине НКСП методом геометрической фазы, и получены карты распределения деформаций между слоями сверхрешетки. По этим результатам сделаны следующие выводы. Чередующиеся слои НКСП когерентно согласованы по границам раздела, при этом слои GaSb упруго сжаты, а слои InAs – упруго растянуты, т.е. по всей толщине сверхрешетки формируется знакопеременное поле механических напряжений (упругих деформаций). Величина деформаций ϵ_{yy} каждого слоя составляет примерно 0,4 % для GaSb и - 0,2% для InAs. Средняя величина деформации НКСП в направлении роста равна примерно 0,2% и согласуется с данными рентгеновской дифрактометрии, полученными для этих НКСП.

С использованием твердофазной эпитаксии тонких пленок железа и молекулярно-пучковой эпитаксии кремния изготовлены и исследованы диодные многослойные структуры Si / НК- β -FeSi₂ / - Si(111) для оптоэлектроники [2]. Данные HREM подтвердили наличие многослойной структуры нанокристаллитов с характерными размерами 3-4 и 15-20 нм. Впервые визуализирована и однозначно интерпретирована бета-фаза дисилицида железа, которая имеет орторомбическую кристаллическую решетку (пространственная группа $Cmca$) с параметрами 9,879 (a), 7,799 (b) и 7,839 (c) Å. Установлены её

ориентационные соотношения относительно кристаллической решетки кремния. Работа выполнена совместно с Институтом автоматики и процессов управления ДВО РАН.

Исследования с помощью аналитической высоко-разрешающей электронной микроскопии гетеросистемы AlAs-InSb-AlAs, для которой предсказывают формирование непрямозонной зонной структуры первого рода [3], показали, что при осаждении из молекулярных потоков In и Sb на поверхность арсенида алюминия и последующем осаждении молекулярных потоков Al и As в матрице AlAs формируется эпитаксиальная пленка твердого раствора $In_xAl_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$, которая характеризуется следующими основными структурно-химическими особенностями:

- наличие сплошного смачивающего слоя с возможным содержанием In (x) и Sb (y) до $x \approx y \approx 0.2$ включительно. Средняя толщина этого слоя зависит от условий осаждения и варьируется в диапазоне 3 – 4 нм при статистическом отклонении порядка 0.5 нм. Слой когерентно сопряжен с решеткой матрицы AlAs;
- наличие однородно распределенных на поверхности смачивающего слоя мелких островков, когерентно сопряженных с решеткой арсенида алюминия. Средние размер и плотность этих островков составляют 100 нм и $\sim 10^8$ см⁻² соответственно;
- наличие когерентных мелких островков, локализованных в окрестности крупных островков;
- наличие крупных некогерентных (релаксированных) островков с возможным содержанием In (x) и Sb (y) в твердом растворе $x \approx y \approx 0.56 - 0.62$, $x \approx y \approx 0.35$.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 14-22-00143).

Литература

1. Емельянов Е.А., Васев А.В., Пуятто М.А., Чистохин И.Б., Румянцев В.В., Морозов С.В., Семягин Б.Р., Василенко А.П., Гутаковский А.К., Преображенский В.В. // Фотоника-2015, 12-16 октября 2015., Новосибирск, тезисы, стр. 140.
2. Shevlyagin A.V., Goroshko D.L., Chusovitin E.A., Galkin K.N., Galkin N.G. & Gutakovskii A.K. // Scientific Reports 10/2015; 5:14795.
3. Шамирзаев Т.С. // Физика и техника полупроводников, стр. 97–103, 2011 г., Т. 45, 1.
4. Колотовкина Д.А., Гутаковский А.К., Бакаров А.К. // Российские нанотехнологии, 2016 (в печати).

Контроль методами сканирующей зондовой микроскопии качества интерфейсов InSb/InSb при химической предростовой обработке подложки

П.А. Дементьев*, М.В. Лебедев, Т.В. Львова, И.В. Седова,
В.А. Соловьев, С.В. Иванов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*demennp@yandex.ru

В данной работе исследовано влияние предростовой обработки подложек (100) InSb на качество интерфейса и поверхности гомоэпитаксиальных слоев InSb. Показано, что химическая пассивация в водных растворах сульфида натрия приводит к значительному улучшению как поверхности получаемых слоев, так и их интерфейсов с подложкой.

Введение

InSb широко используется для создания оптоэлектронных приборов ИК-диапазона, которые применяются в медицине, биологии и экологии. Рост слоев InSb на подложке InSb методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) для создания приборов затруднен, так как поверхность кристалла покрыта трудноудаляемыми нестехиометрическими оксидами, оказывающими существенное влияние на механизм зародышеобразования и кристаллизации. Поэтому процесс предростаксиальной подготовки поверхности подложки и её очистки от оксидов становится ключевой задачей. Одним из способов решения проблемы является отжиг подложек InSb в водородной атмосфере [1]. Альтернативный метод подготовки поверхности (100) InSb для эпитаксии – химическая пассивация поверхности в водном растворе сульфида натрия ($\text{Na}_2\text{S} \times 9\text{H}_2\text{O}$).

Результаты

В данной работе исследовано влияние предростовой обработки подложек InSb на качество поверхности эпитаксиальных слоев (100) InSb и их интерфейса с подложкой. Традиционно для исследования качества интерфейсов используется просвечивающая электронная микроскопия, однако нами были использованы методы атомно-силовой микроскопии, в том числе обычная и градиентная кельвинзонд микроскопия (КЗМ). Данный подход позволяет не только визуализировать дефекты интерфейсов, но и получать дополнительную информацию –

такую как наличие электрических барьеров, градиента концентрации примесей и др.

Исследовались поверхности подложек (100) InSb после обработки перед ростом слоев InSb, поверхность гомоэпитаксиальных слоев InSb, а также поверхность сколов готовых структур. Для изучения химического состава подложек использовалась рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФС). Показано, что обработка в водном 1М растворе сульфида натрия в течение 4 мин приводит к полному удалению кислорода с поверхности InSb и последующему формированию хемосорбционного слоя сульфида индия. Этот слой удаляется с поверхности уже при температуре 360°C, в то время как термическое удаление слоя естественного окисла происходит при температуре лишь около 430°C – близкой к температуре неконгруэнтного разложения поверхности в условиях сверхвысокого вакуума.

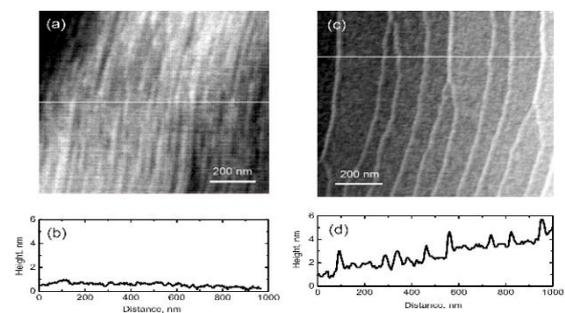


Рис. 1. Топография InSb гомоэпитаксиальных слоев, выращенных на пассивированной (а), (b) и непассивированной (с), (d) подложках

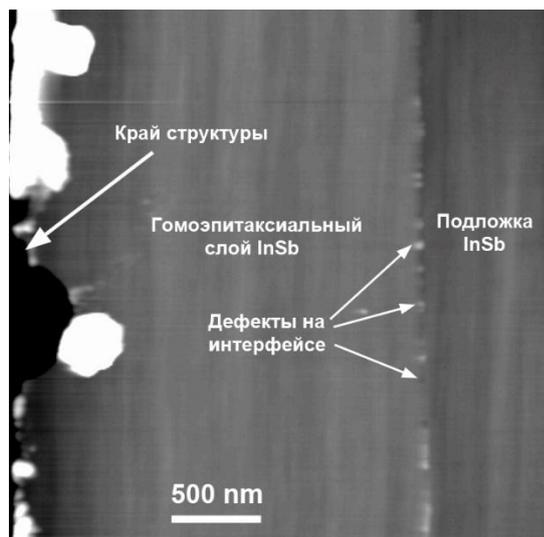


Рис. 2. Топография скола структуры InSb/InSb, подвергнутой химической протравочной обработке

Морфология слоев InSb, выращенных МПЭ на не-пассивированной и пассивированной подложках, существенно различна. Поверхность гомоэпитаксиального слоя InSb, выращенного на пассивированной подложке, максимально гладкая, с RMS меньше 0.1 nm (рис. 1 (a), (b)). Гомоэпитаксиальный слой, выращенный на подложке, не подвергнутой

сульфидной обработке, состоит из разделенных ступенями атомарно-гладких террас шириной 100–200 nm. При этом параметр шероховатости RMS составляет около 1.6 nm (рис. 1 (c), (d)).

Исследование сколов структур показало, что интерфейс гомоэпитаксиального слоя InSb с пассивированной подложкой практически не содержит дефектов, что говорит о его высоком структурном совершенстве. КЗМ-измерения не выявили наличия электрических барьеров на интерфейсе. С другой стороны, интерфейс слоя InSb с непассивированной подложкой обладает низким совершенством, о чем говорит наличие большого количества дефектов (см. рис. 2), а также наличие электрических барьеров, хорошо визуализируемых при помощи КЗМ.

Применение методов СЗМ позволяет достичь необходимой скорости контроля качества получаемых структур, что необходимо для эффективного совершенствования методов их получения.

Литература

1. Haworth L., Westwood D.I., MacDonald J.E. // *Appl. Surf. Sci.* **166**, 253 (2000).

СТМ-исследование процессов интеркаляции атомов золота в интерфейс MGr/Ni(111)

К.Н. Ельцов*, Т.В. Павлова, С.Л. Коваленко, Б.В. Андрюшечкин

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991.

* eltssov@kapella.gpi.ru

Представлены СТМ-результаты, полученные при изучении процессов интеркаляции золота в интерфейс «монослой графена на поверхности Ni(111)». Проведенное ТФП-моделирование дает реалистичные значения энергии активации процесса для случая проникновения атомов золота через бивакансию в графене рядом с атомной ступенью или с кластером никеля на поверхности Ni(111).

Введение

Одним из наиболее перспективных способов создания монокристаллов графена больших размеров являются методы разложения углеводородов над поверхностью переходных металлов, играющей роль катализатора реакции. Можно выделить крекинг углеводородов (Chemical Vapor Deposition - CVD), при котором взаимодействие молекул с поверхностью металла проводится при высоких температурах, и термопрограммируемый синтез, при котором адсорбция углеводородов ведется при низкой (обычно комнатной) температуре, а затем в вакууме проводится термическая обработка поверхности, при которой происходит рост графена из ад(аб)сорбированных фрагментов исходных молекул. Электронная структура получаемых графенов может быть модифицирована путем внедрения (интеркаляции) атомов других металлов в интерфейс «графен/переходной металл».

Наиболее интересными интеркалянтами представляются благородные и щелочные металлы, в результате действия которых электронная дисперсия в графене может становиться близкой к дисперсии свободного графена (золото) или, наоборот, сильно сдвигаться по энергии (калий).

В данном докладе на атомном уровне будут рассмотрены процессы интеркаляции атомов золота в интерфейс Gr/Ni(111).

Результаты и обсуждение

Монокристалл графена на поверхности Ni(111) был получен методом термопрограммируемого синтеза из молекул пропилена: адсорбция пропилена при комнатной температуре дозой 200 Ленгмюр (1 Ленгмюр = 10^{-6} торр·с) и последующий нагрев в

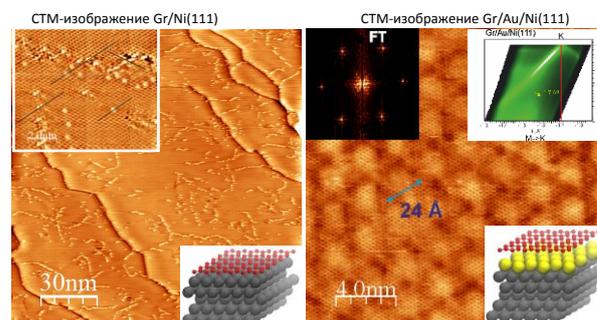


Рис. 1. СТМ-изображения и поясняющие схемы Gr/Ni(111) до (слева) и после (справа) интеркаляции золота. На вставке справа сверху приведена дисперсия электронов для Gr/Au/Ni(111), демонстрирующая практически идеальный конус Дирака

течение 2 часов. Все технологические операции, анализ структуры и состава поверхности проводились в единой сверхвысоковакуумной установке, оснащенной электронным оже-спектрометром, дифрактометром медленных электронов, квадрупольным масс-спектрометром, ячейками напыления, системой напуска газов и системой прогрева образцов и ячеек. Были изучены различные режимы интеркаляции золота: т.н. *холодная*, т.е. напыление золота при комнатной температуре подложки и затем отжиг системы при 450°C в течение 10 мин; и *горячая* – напыление золота при температуре подложки 450°C .

Холодная интеркаляция. После напыления золота при комнатной температуре на поверхности Gr/Ni(111) образуются капли, которые располагаются произвольным образом и не имеют предпочтительных мест закрепления. При записи СТМ-изображений капли легко двигаются под иглой при жестких режимах сканирования ($U_s = -100 \div -2$ мВ, $I_t = 0.2 \div 0.4$ нА). При мягких параметрах записи ($U = -2000 \div 500$ мВ, $I_t = 0.15 \div 0.07$ нА) положение капель

стабильно. Это означает, что энергетический порог для перемещения золотой капли по поверхности Gr/Ni(111) довольно мал и при прогреве образца капли золота могут свободно перемещаться как целое по поверхности. Критерием внедрения золота в интерфейс графен/никель является возникновение треугольных петлевых дислокаций, характерных для системы Au/Ni(111) [1]. Действительно, на СТМ-изображениях (рис.1) наблюдаются характерные петлевые дислокации с периодичностью $\approx 24 \text{ \AA}$, что соответствует структуре Au/Ni(111)-9.6 \times 9.6. При этом сохраняется ориентация решетки графена относительно никеля, несмотря на то, что произошло отделение графена от никеля. Для бинарной системы Au/Ni(111) в отсутствие графена характерно образование Au-Ni сплава при таких условиях [1], чего не наблюдается при наличии графена над монослоем золота – нет никакого сплава золота с никелем. Стоит отметить, что после интеркаляции золота количество точечных и протяженных дефектов, наблюдаемых в СТМ-изображениях, сильно уменьшается (см. рис. 1).

Горячая интеркаляция. Установлено, что островки интеркалята формируются вблизи атомных дефектов (кластеры из атомов никеля и/или атомные ступени) под слоем графена на поверхности никеля. Сделанные ТФП-расчеты показывают понижение барьера диффузии золота через графен примерно на 4 эВ по сравнению с бездефектной поверхностью никеля. На рис. 2 показаны исходная структура, промежуточное и конечное состояние системы. Промежуточное состояние представляет собой бивакансию в графене, при этом оба атома углерода из графена перемещены к основанию никелевого кластера и атом золота проходит через отверстие в графене. В конечном состоянии бивакансия в графене «залечивается», а атом золота оказывается под графеном на поверхности никеля. Полученная энергия активации процесса интеркаляции составляет 2,3 эВ и может быть реализована при температурах 450-500 °С.

ТФП-расчеты «проникновения» атома золота под слой графена вблизи атомного кластера никеля на поверхности Ni(111)

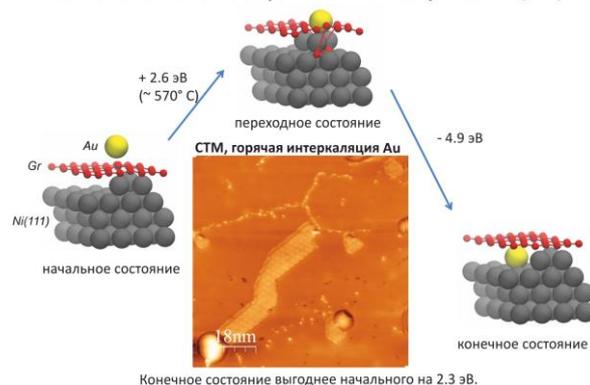


Рис. 2. СТМ-изображение островков Gr/Au/Ni(111), полученных при горячей интеркаляции золота, и схемы, поясняющие процесс внедрения атома золота под графен

Выводы

Реализованы два режима создания монослоя золота в интерфейсе Gr/Ni(111), причем режим «горячей» интеркаляции позволил наблюдать последовательное формирование монослоя золота. Установлено, что на начальном этапе «горячей» интеркаляции формирование островков интеркалята происходит всегда вблизи атомных дефектов никеля или атомных ступеней. Предложена и обоснована схема проникновения золота в интерфейс, при которой вначале создается бивакансия в графене путем перевода двух атомов углерода из решетки графена в основание кластера Ni₃ или атомной ступени, затем происходит проникновение атома золота через бивакансию в графене к основанию кластера или атомной ступени никеля и «залечивание» бивакансии.

Благодарности

Данная работа поддержана РФФИ (грант 15-02-а 09106) и Программой Президиума РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

Литература

1. Jacobsen J., Nielsen L.P., Besenbacher F. *et al.* // Physical Review Letters V.75, 489 (1995).

Мозаичная структура двумерного соединения Tl-Vi на Si(111)

А.В. Зотов^{1,2,3,*}, Д.В. Грузнев^{1,2}, А.Н. Михалюк^{1,2}, А.В. Матецкий^{1,2}, Л.В. Бондаренко^{1,2}, А.Ю. Тупчая¹, С.В. Еремеев^{4,5}, J.P. Chou⁶, C.R. Hsing⁶, C.M. Wei⁶, А.А. Саранин^{1,2}

¹ Институт автоматизации 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

В настоящей работе путем осаждения атомов Vi на поверхность Si(111), покрытую атомным слоем Tl, были синтезированы двумерные соединения Tl-Vi атомной толщины. Соединения образуются за счет замещения атомами Vi определенного количества атомов Tl на поверхности. При этом структурные превращения в слое Tl-Vi происходят по необычному сценарию: на всех этапах структура соединений не имеет строгую периодичность и представляет собой мозаику, образованную комбинацией трех базовых структурных элементов, относительная доля которых непрерывно меняется в ходе превращений. В работе установлены состав, атомное строение, электронные свойства и спиновая текстура формирующихся соединений Tl-Vi. Полученные данные демонстрируют возможность формирования экзотических низкоразмерных соединений посредством необычных механизмов роста.

Семейство полупроводниковых соединений, образованных элементами III и V групп, представляет собой широкий набор материалов с разнообразными электронными свойствами от широкозонного (5,96 эВ) изолятора BN до узкозонного (0,17 эВ) полупроводника InSb, что определяет их широкое использование в современной микро- и оптоэлектронике. Соединение TlVi не входит в это семейство. Предполагается, что оно должно быть металлическим, но до сих пор не было синтезировано и, по-видимому, не существует в объемном виде. Однако известен ряд интерметаллических соединений (например, ViTl₃, Vi₅Tl₃, Vi₂Tl), обладающих, в частности, сверхпроводящими свойствами. Что касается низкоразмерных соединений Tl-Vi, то имеется ряд теоретических работ, которые предсказывают возможность существования слоев TlVi атомной толщины с сотовой (в том числе и графеноподобной) структурой, которые могут иметь уникальные свойства (например, быть широкозонными двумерными топологическими изоляторами). Дополнительный интерес к этой системе обусловлен еще и тем, что оба материала (Tl и Vi) характеризуются сильным спин-орбитальным взаимодействием и их моноатомные слои на Si(111) и Ge(111), а также их соединения с другими элементами (Bi-Na, Tl-Pb, Tl-Sn) на Si(111) демонстрируют гигантский эффект Рашбы.

В настоящей работе формирование двумерных соединений Tl-Vi проводили в сверхвысоком вакууме путем осаждения атомов Vi на реконструкцию Tl/Si(111)1×1, которая представляет собой поверхность Si(111), покрытую монослоем Tl. Один монослой (МС) равен $7,8 \times 10^{14}$ см⁻². После осаждения ~0,34 МС Vi двумерное соединение Tl-Vi занимает всю поверхность образца. При дальнейшем осаждении Vi в слое Tl-Vi происходят структурные превращения, однако на всех стадиях поверхность представляет собой мозаичную структуру, образованную гексагональными элементами трех типов (рис. 1a, b и c). Элемент А1 имеет форму правильного шестиугольника со стороной $a = 0,384$ нм (постоянная решетки Si(111)1×1). Элемент В2 имеет форму вытянутого шестиугольника с двумя сторонами, равными $2a$, и четырьмя сторонами, равными a . Элемент С3 имеет форму усеченного треугольника с тремя сторонами, равными $2a$, и тремя сторонами, равными a (рис. 1c). Установлено, что элемент А1 содержит один атом Vi, элемент В2 два атома Vi, а элемент С3 три атома Vi. В результате осаждения Vi относительная доля элементов меняется (рис. 1g). На каждом этапе мозаичная структура не имеет строго выраженной периодичности, но ей можно сопоставить строго периодическую структуру с близким соотношением элементов (структуры "13×13", "7×7", "4×4" на рис. 1d, e и f).

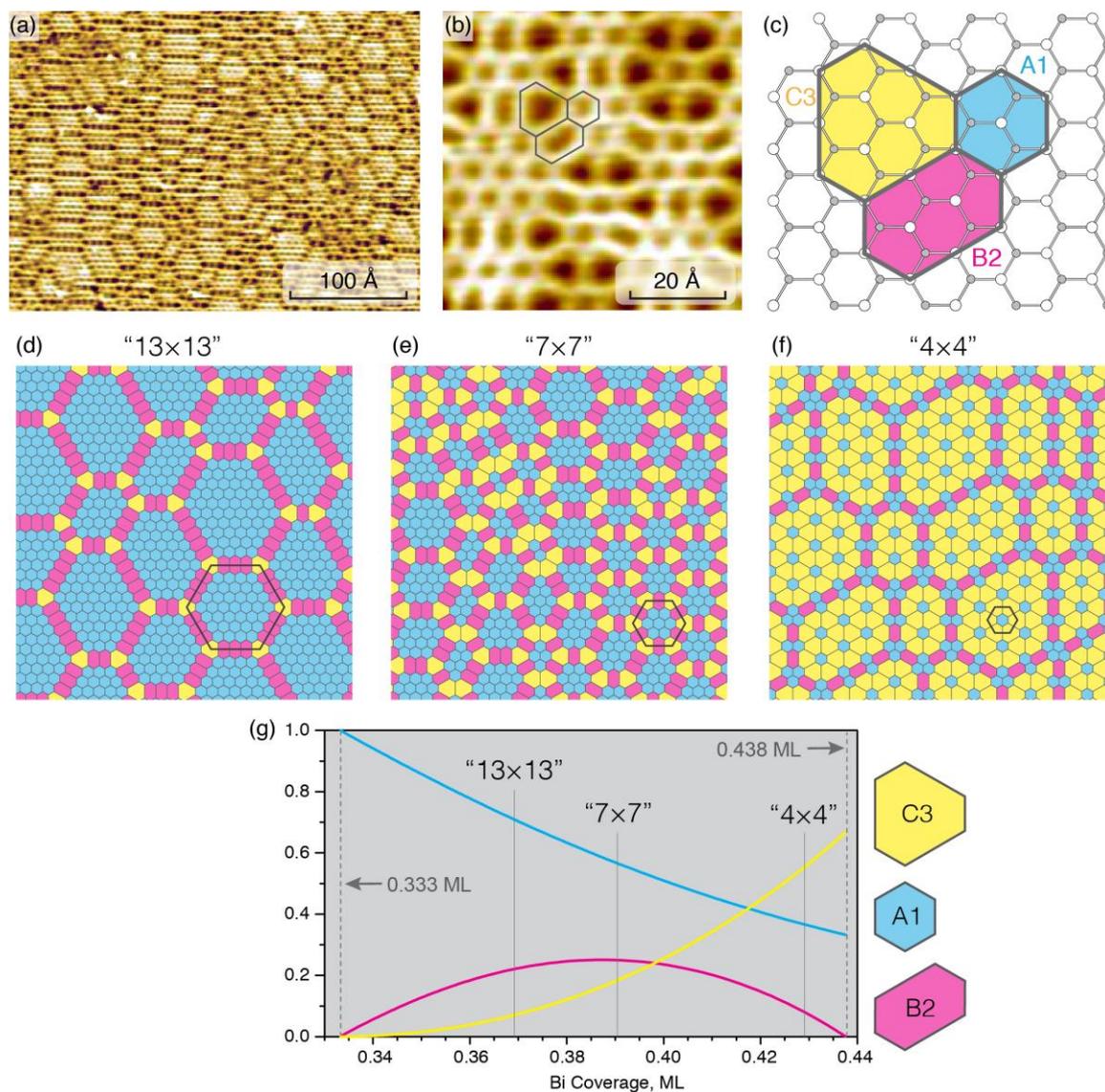


Рис. 1. Мозаичная структура двумерного сплава Ti-Bi. (a) СТМ изображение поверхности (Ti, Bi)/Si(111). (b) Увеличенное СТМ изображение фрагмента поверхности с обведенными элементами мозаики. (c) Схематическое изображение, иллюстрирующее форму и размер элементов мозаики A1, B2 и C3. Вид мозаик при формировании квазипериодических структур (d) “13×13”, (e) “7×7” и (f) “4×4”. Ячейки Вигнера-Зейтца для соответствующих структур с идеальной периодичностью обведены черной сплошной линией. (g) Изменение доли элементов мозаики A1, B2 и C3 (кривые голубого, розового и желтого цветов, соответственно) при структурных превращениях в слое Ti-Bi как функция покрытия Bi

Безапертурная микроскопия ближнего оптического поля в видимом и среднем ИК-диапазонах

Д.В. Казанцев^{1,2,*}, Е.В. Кузнецов^{1,§}, С.В. Тимофеев¹, А.В. Шелаев¹, Е.А. Казанцева³

1 ООО «НТ-МДТ», Зеленоград, кор. 100, 124482.

2 Институт теоретической и экспериментальной физики, Бол. Черемушкинская ул., д.25, Москва, 117218.

3 Московский технологический университет, просп. Вернадского, д. 78, Москва, 119454.

*kaza@itep.ru

Рассмотрены принципы работы безапертурного сканирующего микроскопа ближнего оптического поля (ASNOM), в котором игла AFM играет роль дипольной антенны-вибратора, а регистрируемым сигналом является электромагнитное излучение этой антенны, фаза и амплитуда которого изменяется в зависимости от условий «заземления» такой антенны в исследуемой точке образца. Показано, что пространственное разрешение прибора определяется в основном размером острия иглы (1 – 20 нм), независимо от рабочей длины волны (500 нм – 100 мкм). Для детектирования слабого излучения крошечной иглы (ее длина 2 – 15 нм) используется оптическое гомо- и гетеродинамирование (что позволяет увеличить амплитуду сигнала в сотни-тысячи раз) и нелинейность зависимости оптической дипольной поляризуемости иглы от расстояния острие-поверхность. При облучении поверхности и иглы монохроматической лазерной волной показана способность ASNOM получать карту диэлектрической проницаемости поверхности или карту амплитуды локального поля в поверхностных поляритонных волнах. При использовании белого света (глобар, синхротрон) или перестраиваемого лазера для облучения иглы и прилегающего к ней участка поверхности возможна запись спектров отклика иглы. Использование ASNOM совместно с фемтосекундным лазером позволяет записывать отклик поверхности во временном масштабе.

Безапертурный сканирующий микроскоп ближнего оптического поля (ASNOM, s-SNOM), принцип которого был предложен в 1990 Викрамасинхом [1,2], широко применяется для оптического исследования поверхности твердого тела.

Сканирующая игла вытянутой перпендикулярно поверхности формы (либо целиком металлическая [3], либо металлизированная [4,5] для повышения ее оптической поляризуемости), в которой возникают под действием окружающих ее оптических полей дипольные колебания, сама становится передающей антенной, и ее излучение может быть принято внешними приборами. Амплитуда и фаза этих дипольных колебаний зависит от ее взаимодействия с поверхностью и объектами на ней. При этом эффективность электромагнитной связи точечного объекта, оказавшегося под иглой, с внешними полями определяется уже не матричными элементами дипольного перехода, которые обычно весьма малы, а электродинамикой штыревой дипольной антенны длиной 5 – 20 мкм, образованной сканирующей иглой, что, как правило, гораздо сильнее.

Эффективность электромагнитной связи иглы с объектами на поверхности образца нелинейно зависит от расстояния игла-образец, спадая на расстояниях порядка радиуса иглы (1–20 нм). Это позволяет при детектировании сигнала выделить в фотото-

ке именно компоненту, обусловленную ближне-полюсным взаимодействием иглы с образцом. Для модуляции расстояния игла-поверхность в ASNOM используют либо резонансную вибрацию кантилевера, уже существующую в AFM для определения степени касания игла-образец в режиме Tapping-Mode® обратной связи по высоте, либо медленные движения «взлет-посадка» в режиме HybridMode® AFM, либо специально подводят-отводят иглу.

Сканирование поверхности

Амплитуда $E_{scatt}(\infty)$ поля волны, рассеянной иглой, описывается вдали от иглы выражением

$$E_{scatt} = E_{loc}(x, y)\alpha_{eff}(x, y),$$

где $E_{loc}(x, y)$ – амплитуда светового поля в непосредственной близости от иглы, расположенной над образцом в точке с координатами $\{x, y\}$, а α_{eff} – локальная поляризуемость иглы, определяемая комплексной диэлектрической проницаемостью поверхности $\epsilon_{sampl}(x, y)$ в этой точке.

В предположении, что амплитуда облучающего образец и иглу поля $E_{loc}(x, y)$ одинакова над всеми точками образца, получены карты диэлектриче-

ской поляризуемости поверхности для образцов полупроводников [6,7] полимеров [8], графена [9,10], вирусов [11]. Показано, что пространственное разрешение ASNOM в плоскости образца составляет обычно 5–20 нм.

Спектроскопия

Интерферометрическое детектирование света, рассеянного иглой, с учетом ее ближнеполюсного взаимодействия с образцом позволяет организовать спектроскопию, разделяя отклик иглы по длинам волн. Для этого в качестве источника облучающего света используется либо перестраиваемый лазер [12], либо яркий источник «белого» света (синхротрон [13] или глобар [14]). Спектроскопия при использовании перестраиваемого лазера сводится к последовательной записи отклика иглы на разных длинах волн. При использовании широкополосного источника облучающего света в этих случаях построение спектра отклика иглы происходило в фурье-спектрометре, однако на вход ему подавался не полный сигнал фототока, а его ближнеполюсная компонента, демодулированная с учетом нормальных колебаний иглы ASNOM. Следует отметить, что запись одного спектра в выбранной точке поверхности требует значительного времени (0.3–1 с), и потому одновременное сканирование и спектроскопия в каждой точке раstra затруднительны.

Широко применяется также режим ближнеполюсной рамановской спектроскопии [15] (TERS). В этих случаях использование макроскопической антенны (иглы) значительно повышает эффективность электромагнитного взаимодействия молекул с излучением и приводит к возрастанию собираемого сигнала на много порядков, при пространственном разрешении в несколько нм.

Сверхкороткие световые импульсы

Схема Майкельсона, используемая для фазочувствительного гомодинирования рассеянного иглой света, может быть также модифицирована для модуляции временной задержки зондирующего им-

пульса в экспериментах с фемтосекундным временным разрешением [16].

Литература

1. Wickramasinghe H.K., Williams C.C. //US Patent 4947034A, published Aug, 7 1990.
2. Zenhausern F., O'Boyle M.P., Wickramasinghe H.K. //Applied Physics Letters, AIP, 1994, 65, pp. 1623–1625.
3. Pettinger B., Ren B., Picardi G., Schuster R., Ertl G. //Phys. Rev. Lett. 92, p. 96101 (2004).
4. Keilmann F. & Hillenbrand R. //Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, The Royal Society, 2004, 362, pp. 787–805.
5. Taubner T., Hillenbrand R. & Keilmann F. // Journal of Microscopy, Blackwell Science Ltd, 2003, 210, pp. 311–314.
6. Huber A.J., Keilmann F., Wittborn J., *et al.* // Nano Letters, 2008, 8, pp. 3766–3770.
7. Huber A., Kazantsev D., Keilmann F. *et al.* // Advanced Materials, WILEY-VCH Verlag, 2007, 19, pp. 2209–2212.
8. Pollard B., Muller E.A., Hinrichs K. *et al.* // Nat. Commun., Nature Publishing Group, a division of Macmillan Publishers Limited. All Rights Reserved, 2014, 5, pp. 3587.
9. Gerber J.A., Berweger S., O'Callahan B.T. *et al.* // arXiv:1404.4668v1.
10. Taubner T., Hillenbrand R., Keilmann F. // Applied Physics Letters, AIP, 2004, 85, pp. 5064–5066.
11. Brehm M., Taubner T., Hillenbrand R. // Nano Letters, 2006, 6, pp. 1307–1310.
12. Stiegler J.M., Abate Y., Cvitkovic A. *et al.* // ACS Nano, 2011, 5, pp. 6494–6499.
13. Bechtel H.A., Muller E.A., Olmon R.L. *et al.* // PNAS, 2014, 111, pp. 7191–7196.
14. Huth F., Schnell M., Ocelic J.W.N. & Hillenbrand R. // Nature Materials, 2011, 10, pp. 352–356.
15. Neacsu C.C., Dreyer J., Behr N., Raschke M.B. // Phys. Rev. B, 73, p. 193406 (2006).
16. Xu X.G., Raschke M.B. // Nano Letters, 2013, 13, pp. 1588–1595.

Микроволновая микроскопия планарных структур

С.А. Королёв*, А.Н. Резник[§]

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

*pesh@ipmras.ru, §reznik@ipmras.ru

Развита теория, описывающая взаимодействие зонда микроволнового ближнепольного микроскопа с произвольной плоскостой структурой. Разработан метод определения электрофизических параметров планарных структур, в основе которого лежит развитая теория. Метод апробирован с использованием как опубликованных в литературе экспериментальных данных, так и результатов собственных измерений.

Введение

Микроволновый ближнепольный микроскоп (МБМ) позволяет с субмикронным разрешением тестировать материалы и приборные структуры в диапазоне частот 1 – 10 ГГц, наиболее интересном для микро- и наноплектроники [1]. В работе [2] достигнута рекордная атомарная разрешающая способность МБМ (~ 0,2 – 0,3 нм) за счет реализации режима туннельного пробоя между зондом и проводящим образцом. В данной работе построена электродинамическая модель МБМ с коаксиальным зондом, взаимодействующим с плоскостой структурой. На основе развитой теории разработан метод характеристики таких структур и выполнена его экспериментальная апробация.

Теоретическая модель

Предлагаемая модель описывает МБМ с зондом в виде заостренного конца центрального проводника коаксиального резонатора. Взаимодействие зонда с образцом характеризуется импедансом Z_a , который служит нагрузкой в цепи резонатора. Под влиянием образца изменяется величина Z_a , что приводит к сдвигу резонансной частоты f_0 и падению добротности Q_0 резонатора. Развитая теория включает стандартную методику расчета резонатора по его эквивалентной схеме и оригинальную методику вычисления импеданса Z_a для заданного глубинного профиля диэлектрической проницаемости образца $\epsilon(z)$. В результате определяются информативные параметры МБМ – f_0 и Q_0 .

Для расчета Z_a мы использовали антенную теорию МБМ в её квазистатическом пределе [3]. В отличие от симметричной электродипольной антенны, рассмотренной в [3], в данной работе коаксиальный

зонд является монополярной антенной. Предполагалось равномерное распределение плотности поверхностного заряда на торце центрального проводника коаксиала (диск радиуса r_0). Окончательное выражение для Z_a представлено в виде конечной суммы из $(N + 2)$ компонент, связанных рекуррентными соотношениями, где N – число слоев в образце.

Измерение сопротивления плёнок

Для экспериментальной апробации теории был сконструирован МБМ диапазона 2,1 ГГц с иглой эффективного диаметра $2r_0 \approx 100$ мкм. Исследовались полупроводниковые плёнки n-GaN разной степени легирования, выращенные на сапфировой подложке. Была поставлена задача исследовать возможность определения сопротивления R_{sh} плёнок по данным измерений МБМ. С этой целью измерялись зависимости $f_0(h)$, $Q_0(h)$, где h – высота зонда над поверхностью образца. На рис.1 символами обозначены экспериментальные данные для каждого из пяти исследованных образцов S1-S5. Приведены функции $y(x)$, где $x = (f_0^s(h) - f_0(h))/f_0^s(h)$ и $y = 0,5(1/Q_0(h) - 1/Q_0^s(h))$ – нормированные изменения соответственно резонансной частоты и обратной добротности на образцах относительно значений f_0^s , Q_0^s , измеренных для чистой сапфировой подложки. Линиями на рис.1 показаны расчётные функции $y(x)$ при некоторых значениях R_{sh} . Расчеты выполнены по предложенной теории МБМ. Эффективные радиус r_0 и высота h зонда рассматривались как подгоночные параметры модели, которые были определены по данным калибровочных измерений. В качестве калибровочных эталонов были взяты объемно однородные кремниевые пластины толщиной 0,4–0,6 мм с предварительно измеренными

значениями проводимости σ . Измерения σ выполнены на постоянном токе по четырехзондовой методике Ван дер Пау (ВДП). Для определения сопротивления R_{sh} использованы измерения f_0 , Q_0 в диапазоне $h < 10$ мкм. За сопротивление плёнки принимается величина, для которой результаты расчёта функции $y(x)$ наилучшим образом соответствуют экспериментальным данным. Результаты измерений R_{sh} для всех исследовавшихся образцов сведены в табл.1, где для сравнения также приведены данные измерений методом ВДП. Наблюдаемое систематическое различие мы связываем с дефектами структур.

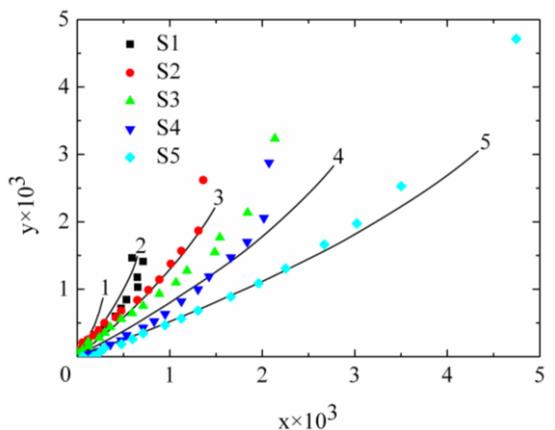


Рис. 1. Функция $y(x)$ для определения сопротивления плёнок. Значки – измерения, линии – результаты расчета для $R_{sh} = 20$ (1), 10 (2), 5 (3), 2,5 (4), 1,25 (5) кОм

Таблица 1

Результаты измерения сопротивления полупроводниковых плёнок

Образец	$R_{sh}^{ВДП}$, кОм	$R_{sh}^{МБМ}$, кОм
S1	14	8
S2	6.8	5.2
S3	6.6	3.6
S4	5.7	2.6
S5	2.2	1.3

Режим туннельного пробоя

Для апробации развитой теории мы также использовали результаты работы [2], где проводились измерения f_0 и Q_0 от h в условиях, когда между иглой и образцом протекает туннельный ток. В этом случае импеданс Z_a включает две параллельные компоненты: Z_p характеризует канал тока смещения, Z_t – канал туннельного тока. Имеем $Z_a = (Z_p \cdot Z_t) / (Z_p + Z_t)$. Емкостной импеданс Z_p был рассчитан при помощи развитой теории МБМ. Микроволновое сопротивление $R_t = \text{Re}Z_t$ определено из экспериментальных

данных [2]. В интервале высот $h \leq 6,5$ нм получена зависимость $R_t(h) = R_0(1 + (h/h_0)^\alpha)$, где $R_0 = 7,7 \cdot 10^5$ Ом, $h_0 = 0,66$ нм, $\alpha = 1,31$. На рис. 2 представлены результаты измерений и расчетов зависимостей $\Delta f_0(h) = f_0(h) - f_0(0)$ и $Q_0(h)$. При использовании полученных функций $Z_p(h)$, $R_t(h)$ наблюдается хорошее согласие расчетов с измерениями.

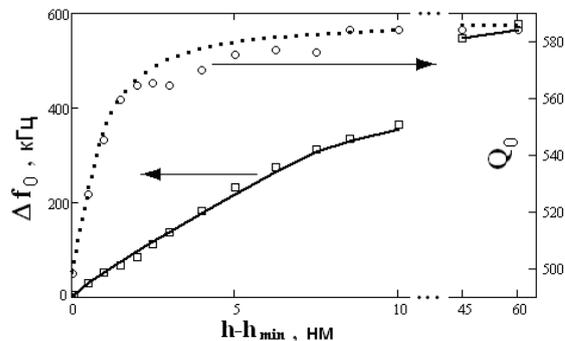


Рис. 2. Зависимость параметров Δf_0 и Q_0 от высоты h в режиме туннельного пробоя. Значки – измерения [2], линии – результаты расчета. h_{min} – минимальное расстояние зонд-образец

В другой серии экспериментов [2] производилось сканирование поверхности образца при $h = \text{const}$. Наблюдалась квазипериодическая модуляция параметров f_0 , Q_0 , связанная с атомной структурой вещества. Адекватное объяснение данных измерений амплитуд и фаз соответствующих колебаний стало возможно при учёте индуктивной поправки к R_t , т.е. $Z_t = R_t(1 + i\omega t)$, где для измерений [2] получено $\omega t \sim 0,253$.

Заключение

В данной работе развита теория МБМ с монопольным зондом, взаимодействующим с произвольной плоскостной структурой. Показано, что теория адекватно описывает экспериментальные данные. Предложен метод определения сопротивления полупроводниковых плёнок на диэлектрической подложке.

Работа выполнена при поддержке Программ РАН и гранта РФФИ № 15-02-04081.

Литература

1. Imtiaz A., Wallis T.M., Kabos P. // IEEE Microwave Magazine, V. 15, Issue 1, 52 (2014).
2. Lee J., Long C.J., Yang H. *et al.* // Applied Physics Letters, V. 97, Issue 18, 183111 (2010).
3. Reznik A.N. // Journal of Applied Physics, V. 115, № 8, 084501 (2014).

Применение осцилляционных резонансных и нерезонансных методик для характеристики различных свойств поверхностей в атомно-силовой микроскопии

С.И. Леесмент¹, С.Н. Магонов², И.М. Маловичко¹, В.В. Поляков^{1,*}

1 ООО «НТ-МДТ», к. 100, Зеленоград, Москва, 124482.

2 NT-MDT Development Inc., 7910 S. Kyrene Rd., Tempe, AZ, USA, 85284.

*polyakov@ntmdt.ru

Рассмотрены возможности разносторонней характеристики свойств поверхностей и композиционного картирования сложных материалов с помощью резонансных и нерезонансных осцилляционных методик атомно-силовой микроскопии, реализованных в приборах компании НТ-МДТ.

Введение

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) является одним из основных инструментов для изучения поверхностей в нанометровом масштабе. Возможности этого метода постоянно расширяются и в настоящее время включают помимо визуализации поверхностных структур и топографических измерений картирование количественных механических и электрических локальных свойств. Прогресс в таких исследованиях связан с совершенствованием различных осцилляционных методов, как в резонансных, так и нерезонансных режимах. При этом развитие инструментальной базы, связанное с разработкой методов быстрого детектирования сигналов и их обработкой в режиме реального времени, привело к тому, что различные характеристики материалов регистрируются одновременно.

Резонансные и нерезонансные методики АСМ

Семейство нерезонансных методов основано на анализе квазистатического силового взаимодействия зонда с поверхностью, расстояние между которыми модулируется с частотой в несколько кГц. Анализ силового отклика АСМ зонда в зависимости от расстояния с использованием моделей контактной механики позволяет в режиме реального времени получать количественные карты распределений механических (упругих и вязкоупругих) и адгезионных свойств поверхности.

Обычно образец колеблется с частотой 1,5 кГц и амплитудой около 50 нм, что соответствует уровню сил отталкивания 0,2 – 20 нН для кантилевера длиной порядка 100 мкм и жесткостью на уровне 1 Н/м.

Осцилляционные резонансные методики основаны на анализе амплитудного, фазового и частотного отклика зонда АСМ, колеблющегося вблизи резонанса. В дополнение к измерениям рельефа они позволяют регистрировать локальные изменения электростатических взаимодействий зонд – поверхность. Последние связаны с работой выхода и градиентами емкости (диэлектрический отклик и подвижность зарядов).

Взаимодействие зонда и образца в резонансных осцилляционных методиках описывается решениями уравнений Эйлера-Бернулли, которые сводятся к системе двух интегральных уравнений с четырьмя переменными, три из которых (амплитуда, частота и фаза колебаний) относятся к параметрам зонда, а четвертая переменная представляет собой искомый рельеф образца [1]. Это означает, что могут быть реализованы три резонансные осцилляционные методики, в которых поддерживаются постоянными частота и амплитуда, либо фаза и амплитуда, либо фаза и частота колебаний зонда. Соответственно, помимо рельефа образца в этих методиках отображаются фазовый, частотный или амплитудный контрасты, которые полезны для характеристики свойств поверхности образца.

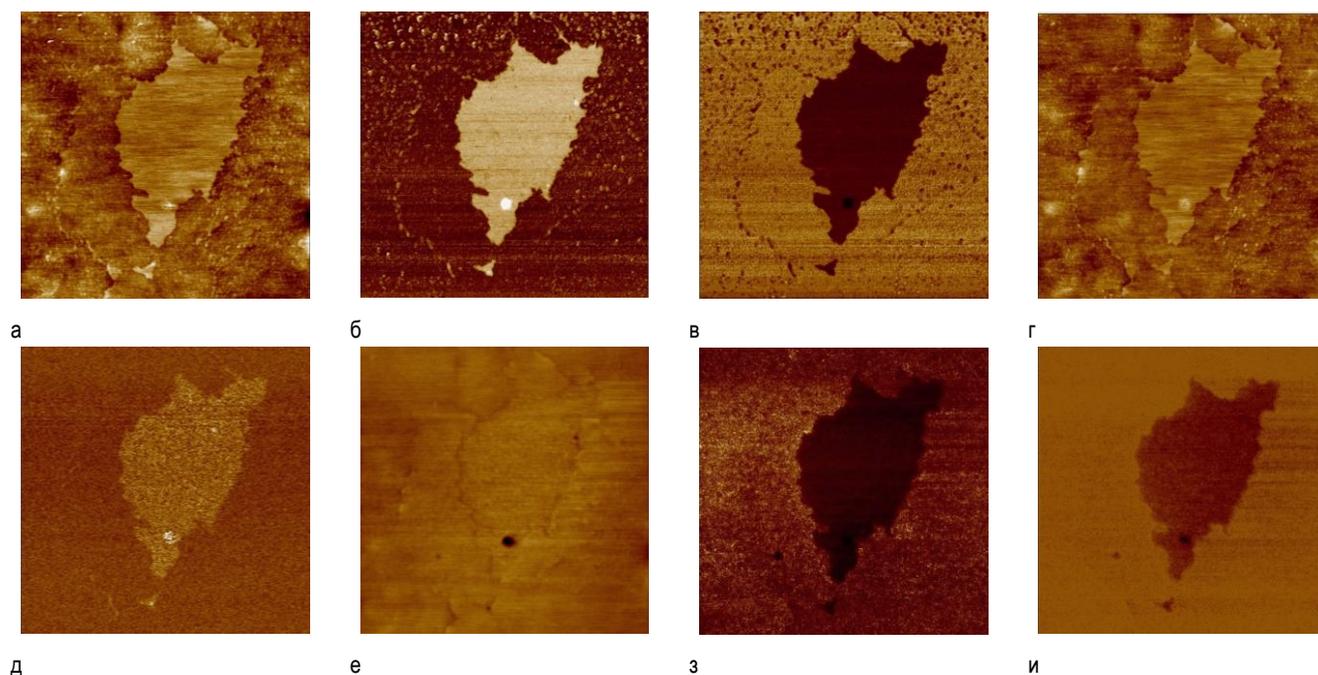


Рис. 1. АСМ-изображения одной и той же области образца, полученные в различных АСМ-методиках. Размер области сканирования 2,5×2,5 мкм

Указанные методики были реализованы в АСМ компании НТ-МДТ. Измерения проводились на АСМ НЕКСТ и ТИТАНИУМ. Приборы размещались в акустических кожухах с системой активной термостабилизации. Тем самым обеспечивался уровень дрейфов не более 10 нм/час.

Один из примеров применения резонансных и нерезонансных осцилляционных АСМ-методик представлен на рис. 1. В качестве образца использовался быстроотожженный битум. АСМ-изображения на рисунках 1а – 1в (рельеф образца, распределение частоты колебаний и контраст диссипации соответственно) получены в резонансной методике отображения частоты. Цветовая шкала рисунка 1б соответствует изменению частоты колебаний зонда 0 – 800 Гц. АСМ-изображения на рис. 1г, 1д (рельеф образца и электросилового контраст на удвоенной частоте соответственно) получены с использованием традиционной амплитудной модуляции. АСМ-изображения на рис. 1е – 1и (рельеф образца, распределение модуля упругости и фазовый контраст соответственно) получены с использованием нерезонансных осцилляционных методик с максимальной силой взаимодействия зонда и образца 1 нН. Цветовая шкала рисунка 1з соответствует диапазону 0,1 – 1 ГПа.

зонансных осцилляционных методик с максимальной силой взаимодействия зонда и образца 1 нН. Цветовая шкала рисунка 1з соответствует диапазону 0,1 – 1 ГПа.

Заклучение

Развитие инструментальной базы атомно-силовой микроскопии расширяет возможности комплексного исследования свойств поверхностей. При этом группы резонансных и нерезонансных осцилляционных методик АСМ являются комплементарными друг к другу. Методика отображения частоты позволяет с более высокой детализацией визуализировать гетерогенную структуру образцов, в то время как использование нерезонансных осцилляционных методик позволяет напрямую и количественно измерять механические свойства поверхностей.

Литература

1. Belikov S. and Magonov S. // Proceed. Amer. Control Soc., 2009, pp. 979–985.

Сверхпроводимость в одном атомном слое

А.В. Матецкий^{1,2}, Л.В. Бондаренко^{1,2}, А.Ю. Тупчая¹, Д.В. Грузнев^{1,2}, S. Ichinokura³, R. Nohara³, A. Takayama³, S. Hasegawa³, А.В. Зотов^{1,2,4}, А.А. Саранин^{1,2,*}

1 Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, 690041.

2 Школа естественных наук, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690950.

3 Department of Physics, University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan.

4 Факультет электроники, Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, Владивосток, 690600.

*saranin@iacp.dvo.ru

Обнаружено, что двумерный сплав одноатомной толщины, состоящий из монослоя Tl и одной трети монослоя Pb с периодичностью $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$, имеет металлические зоны с гигантским спиновым расщеплением и обладает сверхпроводящими свойствами. Транспортные измерения показали, что критическая температура составляет 2.25 К и может быть описана в рамках модели Березинского-Костерлица-Таулесса.

Введение

Сверхпроводимость продолжает оставаться одним из самых удивительных явлений на протяжении более чем ста лет, начиная с момента открытия этого явления в 1911 году Камерлинг-Оннесом. В настоящее время известно огромное количество материалов, которые обладают сверхпроводимостью. Все эти материалы можно условно разделить на 32 различных класса [1]. Под классом понимают ряд материалов с однотипной или близкой кристаллической структурой, составом и физико-химическими свойствами, и, следовательно, представители этого класса проявляют сверхпроводящие свойства, которые наиболее вероятно определяются одним и тем же механизмом. В настоящей работе речь пойдет о некотором новом классе материалов – слоях атомной толщины на подложке.

Одним из классов, который наиболее близок к рассматриваемому случаю, являются сверхпроводящие тонкие пленки. Несмотря на то, что круг явлений здесь достаточно широк, исследования пленок свинца минимально возможной толщины привели к выводу, что критическая температура сверхпроводящего перехода обратно пропорциональна толщине пленки, а минимальная толщина для возникновения сверхпроводимости составляет два моноатомных слоя [2]. Однако дальнейшие исследования с помощью сканирующей туннельной спектроскопии опровергли это утверждение, и сверхпроводимость была обнаружена в слоях одноатомной толщины для Pb и двухатомной толщины для In на поверхности Si(111) [3]. Вскоре транспортные измерения подтвердили как сверхпроводимость в одноатомном слое Pb, так и в одно- и двухатомных слоях In на Si(111) [4,5].

В настоящей работе мы обнаружили сверхпроводимость в двумерном сплаве, состоящем из монослоя Tl и одной трети монослоя Pb. Этот сплав Tl-Pb толщиной в один атомный слой сформирован на поверхности Si(111) и обладает как спиновым расщеплением по типу Рашбы, так и двумерной сверхпроводимостью.

Экспериментальные условия

Измерения проводились в двух отдельных сверхвысоковакуумных (СВВ) системах. Эксперименты со сканирующей туннельной микроскопией (СТМ) и фотоэлектронной спектроскопией с угловым разрешением ФЭСУР проводились в системе Omicron MULTIPROBE. Изображения СТМ были получены в режиме постоянного тока при помощи механически сколотых Pt/Ir игл, отожженных в вакууме. Измерения ФЭСУР производились при помощи анализатора VG Scienta R3000 и гелиевой газоразрядной лампы ($h\nu = 21,2$ эВ) с тороидальной решеткой-монокроматором в качестве источника фотонов. *In situ* измерения электронного транспорта производились при помощи СВВ микрочетырехзондового метода, где образец и зонды охлаждались до 0.8 К и прикладывалось магнитное поле до 7 Т перпендикулярно поверхности образца. Эта СВВ система была также оснащена методом дифракции быстрых электронов для контроля образца в процессе напыления.

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 ячейки на поверхность Si(111)-(7×7) при ~300°C. Свинец напылялся из

молибденовой эффузионной ячейки на поверхность $\text{Tl}/\text{Si}(111)-(1 \times 1)$ при комнатной температуре. С самого начала напыления Pb происходило формирование двумерного соединения Tl-Pb, площадь которого увеличивалась по мере увеличения покрытия Pb, до тех пор, пока они не покроют всю поверхность при $1/3 \text{ MC Pb}$. Как было показано в [6], соединение Tl-Pb состоит из соотв. связанных тримеров атомов Tl с атомами Pb, занимающими положения T_4 в центре каждого соотового элемента (рис. 1).

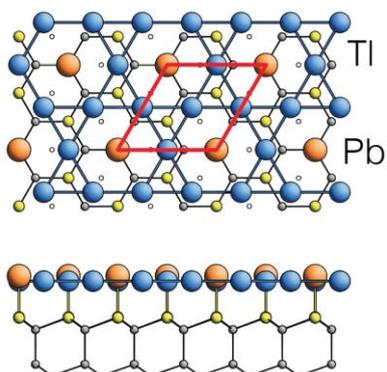


Рис. 1. Атомная структура сплава TlPb на поверхности Si(111). Атомы Tl – голубые кружки, атомы Pb – оранжевые кружки, верхние атомы Si – желтые кружки и нижние атомы Si – серые кружки. Ячейка $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ выделена красным

Обычно сверхпроводящие свойства связаны с усиленным электрон-фононным взаимодействием (ЭФВ), величина которого может быть описана константой ЭФВ λ . Для того чтобы определить λ , мы использовали зависимости данных ФЭСУР от температуры, где λ может быть извлечена из наклона температурной зависимости спектральной энергетической ширины зоны поверхностных состояний ΔE в соответствии с соотношением $\lambda = (d\Delta E/dT)/(2\pi k_B)$, где k_B – постоянная Больцмана.

Минимальные температуры были ограничены 110 К, то есть были выше температуры Дебая, которая, как известно, составляет ~ 90 -100 К для объемных Tl и Pb. Для четырех зон вблизи уровня Ферми там, где расщепление максимально, в диапазоне температур от 100 К до 300 К были получены следующие средние значения λ : $0,7 \pm 0,1$; $0,7 \pm 0,1$; $1,6 \pm 0,1$; $0,6 \pm 0,5$. Видно, что константа ЭФВ отличается от зоны к зоне и может быть разной даже для двух соседних подзон, имеющих противоположные ориентации спина. Однако различие в ЭФВ для разных зон в одном материале является частым явлением из-за сильно меняющейся плотности состояний и

фононного спектра для различных значений импульса. Не говоря уже о том, что соотношение между константой ЭФВ и сверхпроводящими особенностями неоднозначно (например, λ может быть усилена из-за эффектов поверхности или/и границы раздела). Тем не менее наличие $\lambda = 1,6$ указывает на возможность сверхпроводимости в этой системе. Для сравнения: известные сверхпроводящие монослои In и Pb на Si(111) обладают меньшими значениями λ , $0,8$ - $1,0$ для In и $0,6$ - $0,9$ для Pb.

Результаты измерений электронного транспорта для этой системы (Tl, Pb)/Si(111) приведены на рисунке 2. Температурная зависимость двумерного поверхностного сопротивления достигает состояния с нулевой проводимостью при 2.2 К. Сопротивление убывает даже выше T_c из-за сверхпроводящих флуктуаций, обычно наблюдаемых в сверхпроводниках. Аппроксимация экспериментальных данных дает значение $T_c = 2,25$ К, а также «параметр распаривания» $\delta = 0,12$, что того же порядка величины, что и для пленок Nb.

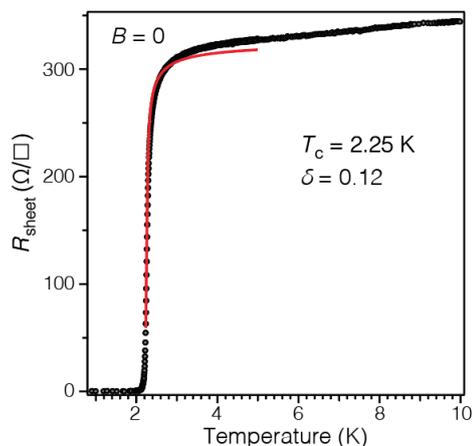


Рис. 2. Температурная зависимость поверхностного сопротивления. Красная линия является аппроксимацией с помощью метода наименьших квадратов коррекции Асламазов-Ларкин-Маки-Томпсон с $T_c = 2,25$ К и «параметром распаривания» $\delta = 0,12$

Измерения температурной и полевой зависимости двумерного сопротивления в рамках теории Гинзбурга-Ландау (ГЛ) дает значения верхнего критического поля H_{c2} и длины когерентности ГЛ $\xi_{GL}(0)$ при 0 К: $\mu_0 H_{c2} = 0,67 \pm 0,02$ Т и $\xi_{GL}(0) = 22,2 \pm 0,3$ нм. Эти значения того же порядка величины, что и в одно- и двуслойных сверхпроводниках In и Pb на поверхности Si(111).

Анализ температурной зависимости изотерм ток–напряжение (I - V), измеренных для сетки различных температур вблизи T_c , показывает, что сверхпроводящий переход может быть описан механизмом Березинского-Костерлица-Таулесса (БКТ). В этом случае данные хорошо описываются значением $T_{\text{БКТ}} = 2.24$ К.

Заключение

Двумерный сплав, состоящий из 1 МС Тl и 1/3 МС Рb с периодичностью $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ на Si(111), является двумерным материалом, который обладает гигантским спиновым расщеплением поверхностных металлических состояний со сверхпроводимостью с критической температурой, равной 2,25 К. Такая комбинация дает возможность изучить ряд интересных явлений. В обычных сверхпроводниках электронные пары находятся в спин-синглетных состояниях с антипараллельным спином. Если пространственно-инверсионная симметрия нарушена и амплитуда расщепления по спину существенно больше, чем сверхпроводящая щель, то объединение электронов в куперовские пары будет сильно затруднено. В результате спаренное состояние в одной зоне будет являться суперпозицией спин-синглетного и спин-триплетного состояний, что позволяет надеяться на потенциальное применение таких структур в сверхпроводящей спинтронике.

Литература

1. Hirsch J.E., Maple M.B. and Marsiglio F. Superconducting Materials Classes: Introduction and Overview // *Physica C: Superconductivity and Its Applications* 514 (July): 1–8 (2015).
2. Weitering H.H. The World's Thinnest Superconductor // *Chem. Phys. Chem.* 10 (18): 3183–85 (2009).
3. Zhang, Tong, Peng Cheng, Wen-Juan Li, Yu-Jie Sun, Guang Wang, Xie-Gang Zhu, Ke He, *et al.* Superconductivity in One-Atomic-Layer Metal Films Grown on Si(111) // *Nature Physics* 6 (2) 104–8 (2010).
4. Uchihashi T., Mishra P., Aono M., and Nakayama T. Macroscopic Superconducting Current through a Silicon Surface Reconstruction with Indium Adatoms: Si(111)-($\sqrt{7} \times \sqrt{3}$)-In // *Physical Review Letters* 107 (20) 207001 (2011).
5. Yamada M., Hirahara T., and Hasegawa S. Magnetoresistance Measurements of a Superconducting Surface State of In-Induced and Pb-Induced Structures on Si(111) // *Physical Review Letters* 110 (23) 237001 (2013).
6. Gruznev D.V., Bondarenko L.V., Matetskiy A.V., Yakovlev A.A., Tupchaya A.Y., Ereemeev S.V., Chulkov E.V. *et al.* A Strategy to Create Spin-Split Metallic Bands on Silicon Using a Dense Alloy Layer // *Scientific Reports* 4 (April) 04742 (2014).

Манипуляция единичными атомами Co, имплантированными в подповерхностные слои Ge(111)2×1

Д.А. Музыченко^{1,*}, К. Schouteden², С. Van Haesendonck²

¹ Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия.

² Laboratory of Solid-State Physics and Magnetism, Department of Physics and Astronomy, KULeuven, BE-3001 Leuven, Belgium.

*mda@spmlab.ru

Представлены результаты исследования с помощью СТМ/СТС квантовых систем атомных масштабов, образующихся вследствие имплантации в поверхность Ge(111)2×1 единичных атомов Co. Впервые экспериментально было обнаружено, что имплантированные атомы Co сохраняют подповерхностную подвижность даже при низких температурах ($T = 4.5$ K) и могут мигрировать вдоль направления π -связанных атомных рядов [01-1] как самостоятельно (при 4.5 K < $T < 80$ K), так и вынужденно (при $T = 4.5$ K). Также было показано, что в подповерхностных слоях Ge атом Co может находиться в двух состояниях: «основном» и «переключенном», отличающихся как атомной геометрией, так и электронными свойствами. Переход между двумя состояниями атома Co является неразрушающим и полностью обратимым. В рамках теории функционала плотности (ТФП) предложена модель, описывающая имплантацию атома Co в подповерхностные слои Ge(111)2×1 и его последующую динамику внутри большого 7-атомного кольца Ge между 3-м и 4-м атомными слоями под верхним π -связанным атомным рядом.

Введение

Способность управлять материей на атомном масштабе и создавать устройства с атомной точностью является неременным условием дальнейшего развития нанотехнологии, где в роли активных элементов будут выступать единичные атомы или единичные молекулы. Быстрый прогресс в этой области уже привел к появлению новых классов устройств, в которых квантовая природа носителей заряда влияет на свойства электронного устройства и его производительность. Возможность размещения и управления отдельными атомами «примеси» в полупроводниковых наноструктурах с помощью СТМ открывает новые возможности по созданию одноатомных ключевых элементов, работа которых может основываться как на заряде электрона, так и на его спине.

Основные результаты

Экспериментально, с помощью сверхвысоковакуумного низкотемпературного СТМ/СТС ($P = 10^{-11}$ мбар, $T = 4.5$ K) было изучено формирование квантовых систем атомных масштабов, с различной пространственной размерностью («0»-, «1»- и «2-мерные»), образующихся вследствие адсорбции на поверхность Ge(111)2×1 [1] единичных атомов Co [2] и их ограниченной миграции [3] вдоль направления π -связанных атомных рядов [01-1].

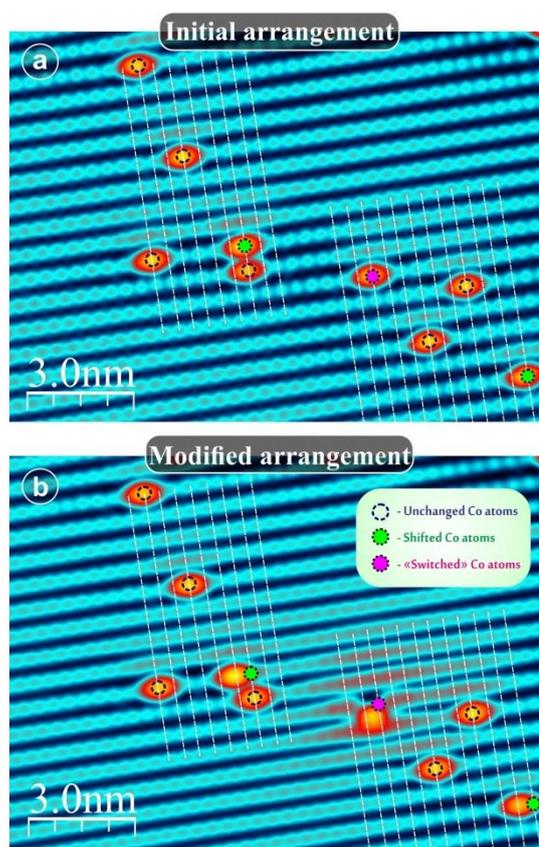


Рис. 1. Топографические СТМ-изображения незаполненных состояний одного и того же участка поверхности Ge(111)2×1 с имплантированными атомами Co, положение некоторых из которых изменялось посредством воздействия на них туннельной иглой от кадра (а) к кадру (б). Туннельное напряжение $V_t = +1.2$ V для всех изображений

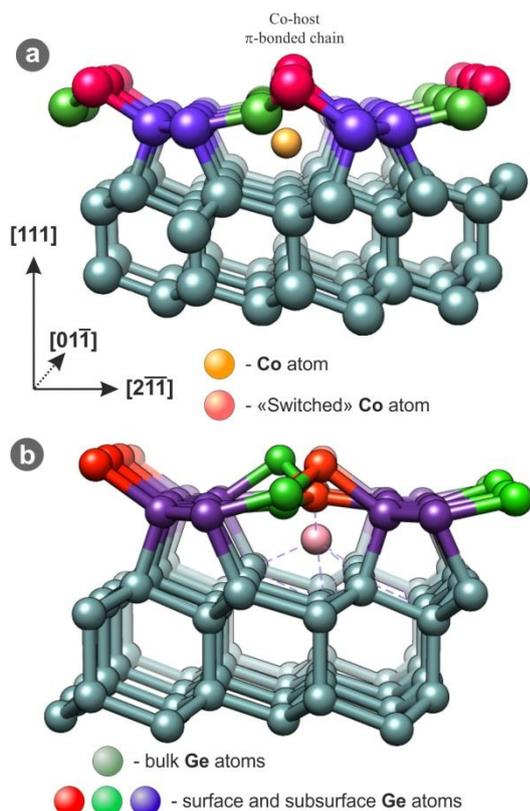


Рис. 2. Рассчитанная квазистабильная кристаллическая структура поверхности $\text{Ge}(111)2 \times 1$, содержащая единственный имплантированный атом Co , расположенный между 3-м и 4-м атомными слоями внутри большого 7-атомного кольца Ge в своем «основном» положении (а) и в «переключенном» (б)

Формирование наноструктур проводилось на свежесколотой поверхности $\text{Ge}(111)2 \times 1$ с p -типом объемной проводимости ($N_{\text{Ga}} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), методом электронно-лучевого напыления субмонослоев (0.03–0.01 монослоя) Co в условиях сверхвысокого вакуума. В работе [2] было показано, что адсорбируемый атом Co не остается на поверхности $\text{Ge}(111)2 \times 1$, а проникает в подповерхностные слои и занимает там квазистационарное положение внутри большого 7-атомного кольца Ge между 3-м и 4-м атомными слоями строго под верхним π -связанным атомным рядом. В настоящей работе впервые было экспериментально обнаружено, что имплантированные атомы Co сохраняют подповерхностную подвижность даже при низких температурах ($T = 4.5 \text{ K}$) и могут мигрировать вдоль направления π -связанных атомных рядов $[01-1]$ как самостоятельно (при $4.5 \text{ K} < T < 80 \text{ K}$), так и вынужденно (при $T = 4.5 \text{ K}$). Помимо этого, было экспериментально обнаружено и теоретически подтверждено, что в подповерхностных слоях Ge атом Co (при $T = 4.5 \text{ K}$) может находиться в

двух состояниях: «основном» и «переключенном», которые разделены потенциальным барьером 10 meV . Важно отметить, что манипуляция положением имплантированного атома Co происходит именно в подповерхностных слоях $\text{Ge}(111)2 \times 1$ и может протекать по двум сценариям: 1) изменение положения путем перемещения вдоль π -связанного ряда без изменения электронных свойств системы $\text{Co}/\text{Ge}(111)2 \times 1$ (т.е. перемещение атома Co вдоль направления $[01-1]$ на расстояние $1, 2, \dots, n$ элементарных ячеек поверхностной реконструкции (2×1) от первоначального места расположения); 2) изменение положения путем смещения визуального изображения атома Co в сторону от π -связанного ряда, в направлении $[2-1-1]$ с полным изменением электронных и топографических свойств системы $\text{Co}/\text{Ge}(111)2 \times 1$. На рис. 1 представлены два СТМ-изображения для участка поверхности $\text{Ge}(111)2 \times 1$, содержащего несколько имплантированных единичных атомов Co , до и после искусственного изменения положения, и состояния некоторых имплантированных атомов. Одновременно можно наблюдать как смещение некоторых атомов Co вдоль π -связанных атомных рядов, так и «переключение» состояния одного имплантированного атома Co . Все изменения систем $\text{Co}/\text{Ge}(111)2 \times 1$ как по сценарию 1 (сдвиг), так и по сценарию 2 (переключение) полностью обратимы. «Переключенный» по сценарию 2 атом Co может только вернуться в свое исходное положение до переключения, и при этом не может быть «переброшен» через соседний π -связанный ряд (см. рис. 2). Обнаружение данного эффекта позволяет косвенно подтвердить гипотезу о механизме образования подповерхностных структур типа 1-мерная квантовая нить и 2-мерный Co/Ge смешанный слой вследствие подповерхностной диффузии атомов Co внутри большого 7-атомного кольца Ge и накопление их вблизи подповерхностных/ подповерхностных дефектов [3].

Литература

1. Pandey K.C. // Physical Review Letters, V. 47, 1913 (1981).
2. Muzychenko D.A., Schouteden K. *et al.* // Physical Review B, V. 85, 125412 (2012).
3. Muzychenko D.A., Schouteden K. *et al.* // Nanotechnology, V. 23(43), 435605 (2012).

Использование методов фрактальной геометрии для улучшения качества АСМ-изображений

Д.С. Ногтев¹, С.В. Кутровская^{1, *}, А.О. Кучерик¹, А.Ю. Шагурина¹, В.А. Быков², С.И. Леесмент²

1 Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, ул. Горького, 87, Владимир, 600000.

2 Закрытое акционерное общество "НТ-МДТ", Москва, Зеленоград, корп.100, 124482.

* 11stella@mail.ru

В данной работе на основе методов фрактальной геометрии предложены, на примере одномерных зависимостей, методы управления качеством и точностью получаемого информационного массива на основе АСМ-измерений.

Введение

Методы фрактальной геометрии, основанные на вычислении фрактальных размерностей [1] или определении показателя Херста [2,3] для изображений, полученных с применением растровых электронных и сканирующих атомно-силовых микроскопов, получают все большее распространение в задачах анализа наноразмерных объектов. Данные методы позволяют получать численные характеристики микрогеометрии исследуемого объекта и дают возможность сравнения различных объектов по степени упорядоченности и подобия [4].

Расчет показателя Херста и улучшение качества изображений

Измерения проводились с использованием сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) «Интегра Аура» производства компании НТ-МДТ. В качестве исследуемого объекта использовалась полупроводниковая пленка PbSe толщиной 2 мкм с сильно развитым рельефом поверхности.

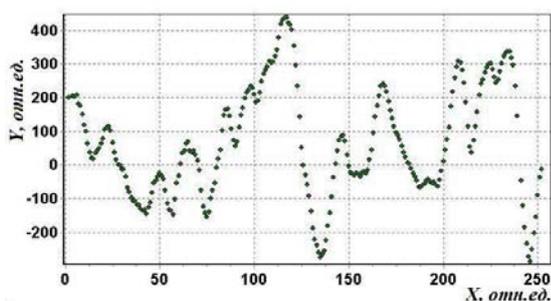


Рис. 1. Пример профиля исследуемого рельефа поверхности

Данные были получены методом контактной силовой микроскопии. В качестве непосредственно анализируемых данных брались характерные профили измеренных двумерных карт рельефа (рисунок 1). Для возможности сравнения фрактальных множеств между собой в настоящее время широко применяется метод расчета показателя Херста [2,5]. Расчет показателя Херста является отдельной и актуальной задачей, дающей возможность получить дополнительную информацию о структуре исследуемого множества.

Для расчета показателя Херста нами использовался стандартный метод нормированного размаха, основанный на следующем эмпирическом отношении [5]:

$$\frac{R(\Delta x)}{S(\Delta x)} \approx \Delta x^H, \quad (1)$$

$R(\Delta x)$ – размах накопленного на участке Δx отклонения, $S(\Delta x)$ – среднеквадратичное отклонение высот на данном участке. Возможность определения показателя указывает на наличие корреляции высот в выбранной области.

Используя показатель Херста, рассчитанный по формуле (1), можно определить коэффициент корреляции высот в указанной области:

$$C(\Delta x) = 2^{2H-1} - 1. \quad (2)$$

Таким образом, при $H = 1/2$ имеется гауссово распределение; в других случаях в распределении высот имеется определенный тренд. И чем больше

значение показателя отдалается от $1/2$, тем более предсказуемым становится распределение высот в исследуемой области. Данный факт открывает возможность использования показателя Херста для улучшения качества получаемых изображений [6]. Для этого можно использовать так называемый алгоритм случайных сложений Фосса [6]. Суть метода заключается в том, что, имея некоторую произвольную зависимость, можно построить случайный рельеф, используя рекурсивный алгоритм, который путем задания произвольного шага разбиения на исходной зависимости, за счет выбора показателя Херста, позволяет построить фрактальную кривую с заданной корреляцией высот.

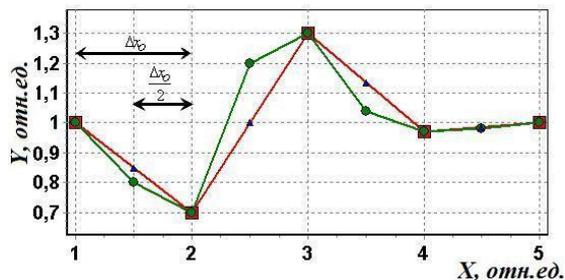


Рис. 2. Демонстрация примера построения фрактальной кривой методом случайного сложения Фосса

В этом случае показатель Херста выбирается произвольным образом, как и шаг разбиения. Для нашего случая показатель Херста рассчитан, и поэтому мы можем дополнить последовательность измерений, не изменяя корреляцию в распределении высот.

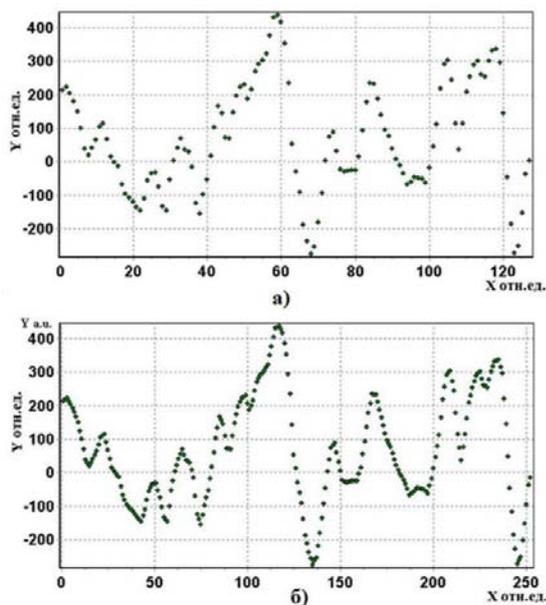


Рис. 3. Улучшение качества изображений: а) прореженная последовательность; б) восстановленная последовательность

На рисунке 3 показан пример такого улучшения качества. Рисунок 3(а) представляет кривую рисунка 1, из которой последовательно удалена каждая вторая измеренная высота. После чего, определив начальную дисперсию и показатель Херста по алгоритму случайных сложений Фосса, проведено добавление новых точек. Результат восстановления представлен на рисунке 3(б). Для представленной зависимости относительная ошибка восстановления составила около 10%, это связано с тем, что в выбранном примере имеются как мелкомасштабные, так и крупномасштабные изменения. При восстановлении более «однородных» зависимостей достигалась ошибка не более 4%.

Заключение

В данной работе на основе метода нормированного размаха реализован расчет показателя Херста для результатов АСМ исследований. С использованием метода модифицированного алгоритма Фосса предложен метод программного улучшения качества проведенных измерений в аспекте повышения их информативности. Показано, что возможно улучшение разрешения результатов сканирования с относительной ошибкой не более 10%. Предлагаемый метод планируется использовать для обработки результатов исследований методов, требующих значительно времени для получения качественных данных, с целью ускорения работы атомно-силового микроскопа.

Литература

1. Торохов Н.А., Божков В.Г., Ивонин И.В., Новиков В.А. // Физика и техника полупроводников, Т. 43, вып. 1, 38–46 (2009).
2. Герасименко Н.Н., Апрелов С.А. // Российские нанотехнологии, Т. 2, № 1–2, сс. 136–139 (2007).
3. Будаев В.П., Химченко Л.Н. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, вып. 3, с. 34–61 (2008).
4. Douketis C., Wang Z., Haslett T.L., Moskovits M. // Physical Review B, Volume 51, Number 16, 15 April 1995, 51.
5. Мандельброт Б.Б. Фрактальная геометрия природы. М.: Институт компьютерных исследований (2002).
6. Kuhcerek A.O. *et al.* // Laser Physics, Vol. 15, No. 7, pp. 1–4 (2005).

Взаимодействие сфокусированного пучка ионов гелия с веществом в сканирующем ионном гелиевом микроскопе

Ю.В. Петров*, В.Ю. Михайловский, О.Ф. Вывенко

Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, Петродворец, 198504.

*y.petrov@spbu.ru

В работе рассматривается взаимодействие сфокусированного пучка ионов гелия с электронной и атомной подсистемами твердого тела. Исследованы основные закономерности дефектообразования и накопления заряда в диэлектрических материалах. Показана перспективность гелиевого ионного микроскопа для наноразмерной модификации тонких пленок.

Гелиевый ионный микроскоп представляет собой сканирующий ионный микроскоп или сфокусированный ионный пучок с газовым автоионным источником. Данный прибор позволяет сфокусировать пучок ионов гелия с энергией 10-40 кэВ до субнанометровых размеров, что позволяет получить высокое разрешение изображения в режиме регистрации вторичных электронов, а в сочетании со слабым рассеянием ионов на небольшой глубине и малым выходом отраженных ионов позволяет достичь высокого пространственного разрешения модификации тонких пленок.

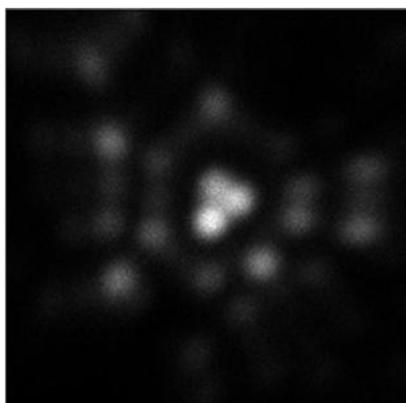


Рис. 1. Автоионное изображение вольфрамового острья. Центральный атом используется в качестве источника ионов

Основной особенностью устройства ионного гелиевого микроскопа является одноатомный автоионный источник на острие вольфрамовой иглы (рис.1). Идея наблюдения формы острья в режиме автоионного микроскопа была предложена Мюллером [1], однако лишь в 2005 году метод автоионной

микроскопии был применен для контролируемого формирования источника ионов [2].

В дальнейшем был разработан ряд приложений для сфокусированного пучка ионов гелия, помимо сканирующей ионной микроскопии, и одним из наиболее перспективных является управляемая модификация материалов.

К настоящему моменту продемонстрирована возможность локальной модификации различных свойств тонких пленок, в том числе графена [3,4], сверхпроводящих тонких пленок [5]. Основой метода локальной модификации в гелиевом ионном микроскопе является понимание процессов взаимодействия ионов гелия средних энергий с веществом.

Экспериментально исследовались особенности генерации вторичных электронов из металлов и диэлектриков. Для исследования энергетического распределения вторичных электронов использовался метод задерживающего потенциала с полусферическим анализатором. Исследовалась скорость образования радиационных дефектов и их роль в изменении свойств материала. Облучение проводилось с использованием сканирующего ионного гелиевого микроскопа Carl Zeiss Orion. Для оценки глубины проникновения ионов и концентрации образовавшихся дефектов использовался программный пакет SRIM.

Показано, что в случае металлов энергетическое распределение вторичных электронов может быть описано модифицированной моделью Чанга-Эверхарта [6].

Также была продемонстрирована возможность изменения скорости травления нитрида кремния при облучении ионами гелия [7]. Полученный эффект может быть использован для управляемого создания структур из нитрида кремния с разрешением порядка 20 нм (рис.2).

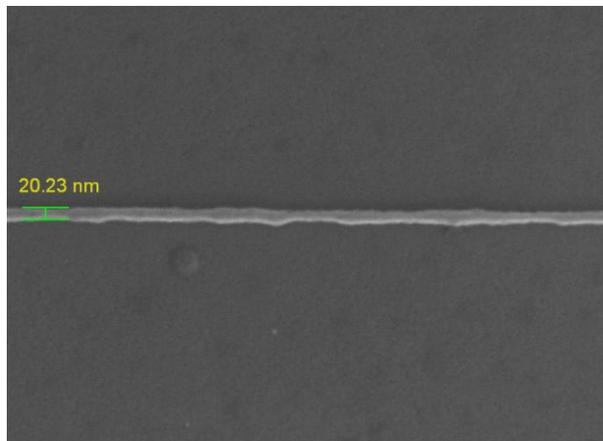


Рис. 2. Структура из нитрида кремния на кремнии, полученная путем травления

Сравнение экспериментальных результатов и концентрации образующихся радиационных дефектов показывает, что при малых дозах облучения (до 10^{14} см⁻²) происходит изменение свойств, обусловленное изменением длин рассеяния и рекомбинации; в диапазоне от 10^{14} см⁻² до 10^{15} см⁻² происходят изменения свойств, обусловленные ростом концентрации радиационных дефектов до 10^{21} см⁻³; а дальнейшее увеличение дозы облучения приводит к насыщению в изменении свойств, обусловленному взаимодействием радиационных дефектов при большой концентрации.

В случае диэлектрических материалов изменение свойств обусловлено не только накоплением радиационных дефектов, но и накоплением положительного заряда в процессе облучения. Итоговое распределение заряда определяется динамическим

равновесием между несколькими процессами: биполярной генерацией носителей, монополярной генерацией за счет захвата электронов ионом и эмиссии вторичных электронов, захватом носителей заряда на ловушки, а также процессами диффузии и дрейфа в результирующем электрическом поле. Предложена функция, описывающая скорость монополярной генерации как изменение эффективного заряда ионов при прохождении через диэлектрик.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 15-02-03046.

Результаты получены с использованием оборудования Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» СПбГУ.

Литература

1. Müller E.W. and Bahadur K. // Phys. Rev. 102, 624 (1956).
2. Tondare V.N., Vac J. // Sci. Technol. A, Vol. 23, No. 6, p. 1498-1507 (2005).
3. Latyshev Yu. I., Orlov A. P., Frolov et al. // JETP Letters, 98(4) 214-218 (2013).
4. Bell D.C., Lemme M.C., Stern L.A. et al. // Nanotechnology, 20 455301 (5pp) (2009).
5. Cybart S.A., Cho E.Y., Wong T.J. et al. // Nature Nanotechnology, 10, 598-602 (2015).
6. Vyvenko O.F., Petrov Yu.V. // Proceedings of SPIE, Vol. 8036 80360O-1 (2011).
7. Petrov Yu.V., Sharov T.V., Baraban A.P., Vyvenko O.F. Nuclear Instruments and Methods // Physics Research B, 349 90-95 (2015).

Первичные датчики информации АСМ с сенсорами на основе потоков квазичастиц

А.Б. Петров*, Р.З. Бахтизин, С.С. Гоц

Башкирский государственный университет, ул. З. Валиди, 32, Уфа, 450074.

*abpetrov@ufacom.ru

В работе представлен новый класс экспериментальной техники, позволяющей изучать поведение элементарных коллективных возбуждений (квазичастиц) в твердом теле в мезоскопических масштабах. Новое экспериментальное оборудование строится по схеме классического атомно-силового микроскопа (АСМ), в котором датчиком первичной информации является кантилевер. Отличительной особенностью предложенного сенсора на основе кантилевера является наличие в нем генератора квазичастиц (ГК) и детектора квазичастиц (ДК). ГК расположен либо на игле кантилевера, либо на самом кантилевере вблизи иглы так, что поток квазичастиц, излучаемый ГК, распространяется вдоль иглы кантилевера к точке касания острием иглы кантилевера поверхности. Аналогично ДК расположен либо на игле кантилевера, либо на самом кантилевере вблизи иглы так, чтобы поток квазичастиц, распространяющийся вдоль иглы кантилевера от точки касания острием иглы кантилевера поверхности, попадал на ДК. Измеряемой величиной является коэффициент отражения потока квазичастиц от границы раздела между острием иглы кантилевера и исследуемой поверхностью.

Введение

Микроконтакты в проводниках и полупроводниках используются для изучения спектров фононов и, при определенных условиях, некоторых других квазичастиц уже около 40 лет [1]. Существенно реже для изучения спектра фононов используется точечный контакт между диэлектриками [2].

Почти сразу с появлением зондовой микроскопии (ЗМ) ее стали использовать в целях спектроскопии. Сначала туннельной спектроскопии [3], позже атомно-силовой спектроскопии [4]. С появлением ближнепольных оптических зондовых микроскопов стало возможно получать локальные спектры комбинационного рассеяния [5], что позволяет делать локальный химический анализ образца с латеральным разрешением до 10 нм. В отличие от микроконтактов, ЗМ позволяют позиционировать зонд в любой точке исследуемого образца.

С другой стороны, существующее многообразие методов ЗМ не позволяет решать ряд задач либо решает их при существенных ограничениях, таким образом, ограничивая область применения ЗМ. К числу таких задач относится химический анализ поверхности при сканировании, получение локальных спектров элементарных возбуждений и т.д.

Такое положение дел служит стимулом для развития новых методов ЗМ, которые позволят улучшить существующие методы спектроскопии ЗМ либо

создать новые методы спектроскопии, а возможно, и не только спектроскопии.

В данной работе предложен сенсор для атомно-силового микроскопа (АСМ), который позволяет получать спектры квазичастиц в исследуемом образце.

Описание сенсоров на основе потоков квазичастиц

Схема АСМ для измерения коэффициента отражения квазичастиц изображена на рис.1. Устройство включает в себя кантилевер 1 с иглой 2, генератор квазичастиц 3, детектор квазичастиц 4, образец 5, систему 3D-позиционирования 6.

Устройство работает следующим образом. Генератор 3 излучает квазичастицы с заданным энергетическим распределением в иглу 2 кантилевера 1, которые распространяются вдоль иглы к границе раздела острие зонда кантилевера/поверхность исследуемого образца 5. Частично квазичастицы отражаются от этой поверхности обратно в иглу 2, частично рассеиваются в исследуемом образце 5. Отраженные квазичастицы регистрируются детектором 4. На основе результатов измерений детектора 4 вычисляется ослабление потока квазичастиц, а также коэффициент их отражения. Ослабление потока квазичастиц и изменение их энергетического распределения зависит как от пути, пройденного квазичастицами вдоль иглы кантилевера, так и от

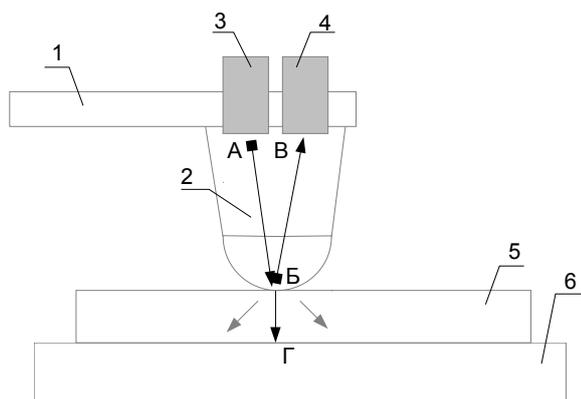


Рис. 1. Схема атомно-силового микроскопа для измерения коэффициента отражения квазичастиц

величины отражательной способности границы раздела острие иглы кантилевера/поверхность и вида отражения – зеркальное или диффузное. Зависимость отражательной способности границы раздела острие иглы кантилевера/исследуемая поверхность от энергии квазичастиц изучается либо путем перестройки энергии излучаемых генератором квазичастиц, либо путем излучения генератором пучка частиц с широким спектром. Во втором случае для нахождения энергетического спектра квазичастиц необходимо использовать методы гармонического анализа.

В общем случае распространение квазичастиц описывается кинетическими уравнениями, которые являются существенно нелинейными из-за интеграла столкновений. Для важного частного случая, когда кинетические уравнения движения квазичастиц можно линеаризовать (например, когда излучаемый генератором избыток квазичастиц над их равновесным числом намного меньше их равновесного числа), возможно найти выражение коэффициента отражения через непосредственно измеряемые функции на ГК и ДК. Константы в этом выражении (функции, зависящие от частоты) находятся с помощью специальной калибровочной процедуры.

Длина свободного пробега квазичастиц

Длина свободного пробега квазичастиц является одной из важнейших характеристик, влияющих на

свойства сенсора. Эта длина зависит как от вида квазичастиц, так и от множества других параметров, включая условия измерения, например температуру. В таблице 1 приведены данные по длинам свободного пробега акустических фононов по данным [6].

Таблица 1

Данные по длине свободного пробега (акустические фононы)

Частота	Длина пробега	Материал, условия	Стр.
1 ТГц	~1мм	Ge, InSb, GaAs чистый, низкие T	166
7.5 ТГц	1.1 мк	Si, низкие T	246
3.75 ТГц	18 мк	Si, низкие T	246

Приведенные данные показывают, что длина свободного пробега фононов сравнима с длиной иглы кантилевера.

Данное обстоятельство позволяет получать поток квазичастиц с предсказуемыми свойствами в точке контакта острие иглы кантилевера/исследуемая поверхность и, соответственно, изучать ее свойства.

Литература

1. Naidyuk Yu.G., Yanson I.K. // Point-Contact Spectroscopy. Springer, 2005. P.297.
2. Stefányi P., Feher A., Orendáčová A. // Physics Letters A, V. 143, 259 (1990).
3. Вольф Е.Л. Принципы электронной туннельной спектроскопии. Киев: Наукова Думка, 1990. С. 456.
4. Noy A. Handbook of Molecular Force Spectroscopy. Springer, 2008. P. 311.
5. Bordo V.G., Rubahn H.G. Optics and Spectroscopy at Surfaces and Interfaces. Wiley-VCH, 2005, P. 283.
6. Wolfe J.P. Imaging Phonons: Acoustic Wave Propagation in Solids. Cambridge University Press, 1998. P. 428.

Расширение возможностей детализации локальной атомной структуры наносистем на основе графена и топологических изоляторов методом СЗМ

А.Е. Петухов*, Д.Ю. Усачёв, А.Г. Рыбкин, А.М. Шикин

Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 3, Санкт-Петербург, 198504.

*anatolyptkhv@gmail.com

Методами сканирующей зондовой микроскопии исследована атомная и электронная структура наносистем на основе графена и топологических изоляторов. Показано, что применение метода CITS одновременно с записью STM-изображения позволяет сопоставлять с атомным латеральным разрешением структуру поверхности и локальную плотность электронных состояний вблизи уровня Ферми. Благодаря этому для систем с различными химическими атомами в кристаллической решетке удастся добиться «химического контраста» между атомами разного сорта, что, в свою очередь, позволяет производить расширенный структурный анализ исследуемых образцов.

Введение

Графен – монослой атомов углерода с гексагональной кристаллической решеткой – привлекает к себе значительное внимание благодаря своим уникальным свойствам: высоким механической прочности, электрической и тепловой проводимости и многим другим. Одним из перспективных направлений для создания низкоразмерных электронных приборов на основе углерода является легирование графена атомами примеси, такими как, например, азот [1] и бор [2], что позволяет изменять его электронную структуру. Другое не менее перспективное направление нанoeлектроники связано с изучением топологических изоляторов [3]. Сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия (STM and STS – scanning tunneling microscopy and spectroscopy) являются эффективным инструментом для изучения атомной структуры и локальных электронных свойств данных наносистем.

Методика эксперимента

Химически допированный графен был синтезирован методом химического газофазного осаждения (CVD – chemical vapour deposition) с использованием смеси пропилена и содержащего бор карборана на монокристаллических металлических плёнках Ni(111) и Co(0001) толщиной около 10 нм, напылённых на подложки из монокристалла W(110).

Исследование было проведено с использованием сканирующего зондового микроскопа в условиях сверхвысокого вакуума (UHV – ultra-high vacuum) при комнатной температуре. Микроскоп являлся частью UHV системы, в которой производился синтез образцов, перенос которых для измерения осуществлялся без нарушения вакуумных условий.

Результаты и обсуждение

Было установлено, что для малых концентраций легирующего элемента (около нескольких процентов) происходит интеграция отдельных атомов бора в гексагональную решетку графена без её нарушения. STM-изображения поверхности на нанометровом масштабе, приведённые на рисунке 1, при малых напряжениях (несколько милливольт), прикладываемых к туннельному промежутку, для «чистого» и допированного графена имеют схожий вид.

Применение метода CITS (current imaging tunneling spectroscopy) [1] одновременно с записью STM-изображения позволяет сопоставлять структуру поверхности и локальную плотность электронных состояний (LDOS – local density of electronic states) вблизи уровня Ферми с атомным латеральным разрешением. Для ряда атомов в решётке графена были выявлены особенности в LDOS при определённых значениях энергии, которые отсутствуют для немодифицированного графена, выращенного на тех же подложках.

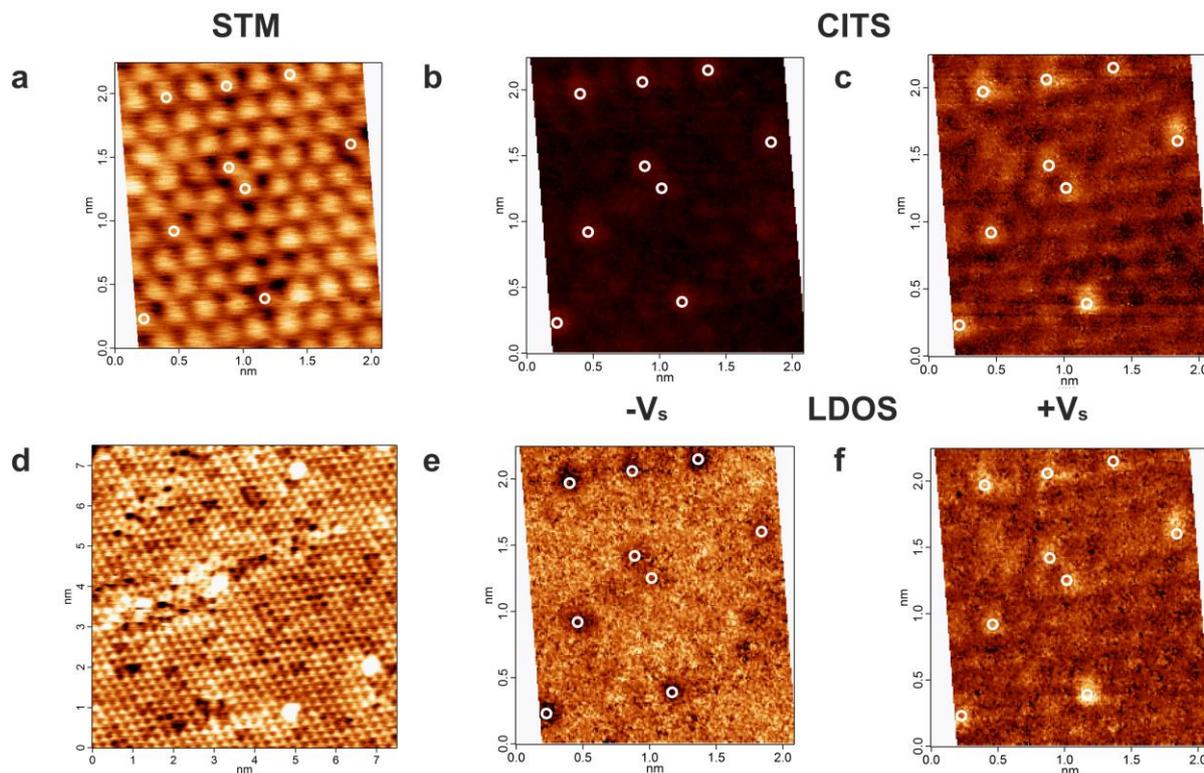


Рис. 1. Система В-графен/ $\text{Ni}(111)$ с концентрацией бора 3.7 at.%. (a) STM-изображение с атомным разрешением, полученное в режиме постоянного тока ($V_s = 6$ мВ, $I_t = 2.2$ нА); CITS-изображения: (b) $V_s = -0.128$ В, (c) $V_s = 0.239$ В; (d) STM-изображение большого масштаба ($V_s = 2$ мВ, $I_t = 1.8$ нА); dI_t/dV_t карты (LDOS): (e) ниже E_F , (f) выше E_F , которые соответствуют (b) и (c) соответственно. Белыми незакрашенными кружками показаны атомы бора. STM- и CITS-изображения получены одновременно

Учитывая данные, полученные из рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS – X-ray photoelectron spectroscopy), и хорошее совпадение концентрации частиц с выявленными особенностями, рассчитанной из STM-данных, и концентрации атомов бора, рассчитанной из XPS-данных, можно утверждать, что для CITS-изображений характерно наличие «химического контраста» между атомами разного сорта.

В докладе также будут представлены результаты исследования методами STM перестройки поверхности топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.4}\text{Se}_{0.6}$ после прогрева при определённых температурах.

STM и CITS измерения были выполнены с использованием сканирующего зондового микроскопа Omicron VT SPM в ресурсном центре «Физические методы исследования поверхности» Научного парка Санкт-Петербургского государственного университета. Выбор подходящих острий для STM был осуществлён с помощью сканирующего электронного микроскопа, наиболее острое из них было

подготовлено при помощи сфокусированного ионного пучка в междисциплинарном ресурсном центре по направлению «Нанотехнологии» Научного парка Санкт-Петербургского государственного университета.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-02-31150) и Санкт-Петербургского государственного университета (гранты 11.37.634.2013 и 11.50.202.2015).

Литература

1. Koch R.J., Weser M., Zhao W. *et al.* // Physical Review B, V. 86, 075401 (2012).
2. Gebhardt J., Koch R.J., Zhao W. *et al.* // Physical Review B, V. 87, 155437 (2013).
3. Hasan M.Z. and Kane C.L. // Reviews of Modern Physics, V. 82, 3045 (2010).
4. Hamers R.J., Tromp R.M., Demuth J.E. // Physical Review Letters, V. 56, 1972 (1986).

Низкотемпературный синтез графена на пленке Ni различной толщины: электронная структура, интеркаляция Au, СТМ-измерения

Д.А. Пудиков*, Е.В. Жижин, А.Г. Рыбкин, А.Е. Петухов, А.М. Шикин[§]

Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Петергоф, ул. Ульяновская, 1.

*gelbry@mail.ru, §ashikin@inbox.ru

Исследован процесс формирования графена на поверхности тонкой пленки Ni на подложке высокоориентированного пиролического графита. Показано, что образование графена проходит через фазу поверхностного карбида никеля со стехиометрией Ni₂C, формирующегося уже при температуре 180°C. Карбидная фаза при последующем нагреве трансформируется в графеновый монослой, сильно связанный с поверхностью.

Выдающиеся свойства графена (максимальная подвижность электронов среди всех известных материалов) делают его перспективным материалом для применения в нанозлектронике, а его высокие механические свойства и химическая стабильность делают его привлекательным и для создания различных наноустройств. Для коммерческого использования графена требуются высокоэффективные и экономически выгодные методы синтеза графена при низких температурах. В настоящее время широкое применение на практике получил метод каталитической реакции крекинга углеродосодержащих газов. В частности, крекинг пропилена (C₃H₆) на поверхности монокристаллической пленки Ni(111) за счет хорошей согласованности параметров кристаллической решетки графена и Ni(111) приводит к формированию эпитаксиального, хорошо упорядоченного монослойного графена по всей поверхности пленки. Однако механизм синтеза графенового монослоя посредством крекинга еще до конца не исследован, и в настоящее время в литературе ведется широкая дискуссия на эту тему.

Представленная работа посвящена изучению аспектов синтеза графена на монокристаллической пленке никеля за счет сегрегации и накопления атомов углерода на поверхности [1]. При использовании данного метода атомы углерода поступают на поверхность Ni(111) от углеродосодержащей подложки, в отличие от метода крекинга, где атомы углерода адсорбируются из газовой фазы.

С другой стороны, данную работу можно рассматривать как изучение возможностей нового метода синтеза графена на поверхности Ni(111) — метода

«твердотельного» внутреннего источника атомов углерода, позволяющего понижать необходимую температуру синтеза графена и тем самым увеличивать эффективность метода.

Методика эксперимента

Исследования были проведены в ресурсном центре «Физические методы исследования поверхности» Санкт-Петербургского государственного университета на комплексном фотоэлектронном и растровом оже-электронном спектрометре Thermo Fisher Scientific Escalab 250Xi и в аналитическом модуле зондовой микроскопии комплекса «Нанолаб». Анализ электронной структуры в процессе синтеза проводился с помощью ультрафиолетовой и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС и УФЭС). Информация о морфологии поверхности на последней стадии синтеза графена была получена с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) в полуконтактном режиме.

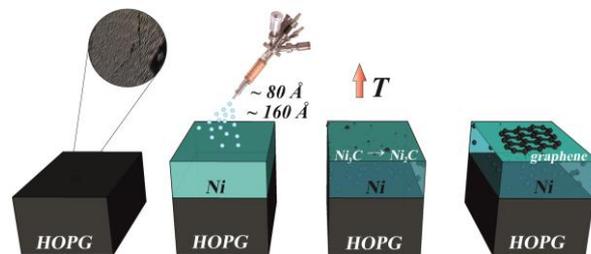


Рис. 1. Модельное представление методики синтеза

На протяжении всего эксперимента в камере поддерживалось давление лучше, чем $1 \cdot 10^{-9}$ мбар. Используемый метод синтеза графена схематически представлен на рис. 1. На очищенную подложку

ку HOPG напылялся Ni со скоростью 1 – 1,5 Å/мин, скорость напыления контролировалась по кварцевым микровесам. Для формирования графена система Ni/HOPG отжигалась при различных температурах (от 180 до 330°C) в течение 15 минут, контроль температуры осуществлялся с помощью термомпары, закрепленной рядом с образцом, а также с помощью инфракрасного пирометра. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

Изменение состояния поверхности системы отслеживалось по изменению тонкой структуры C 1s линии в РФЭС спектре.

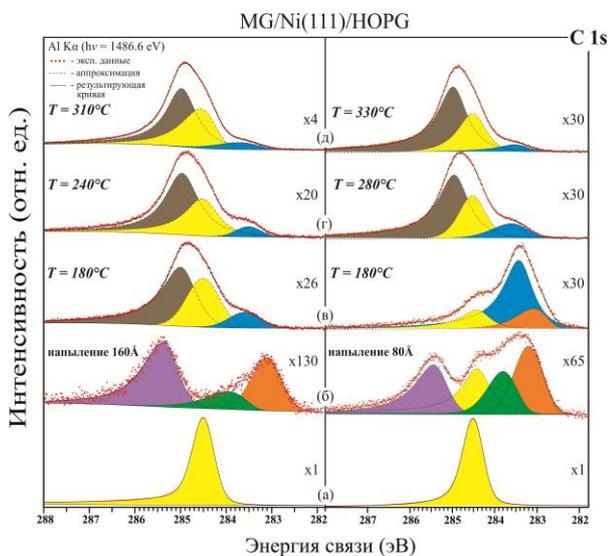


Рис. 2. Спектры РФЭС, записанные на различных стадиях формирования исследуемой системы

После напыления никелевой пленки пик подложки ослабляется, причем это ослабление совпадает с теоретически рассчитанным экспоненциальным значением. Это подтверждает неразрывность и однородность пленки по толщине. Также видны пики углерода, находящегося в осевших на поверхности газах, растворенного в никеле и в фазе карбида Ni₃C. После прогрева при 180°C поверхность образца с пленкой 80 Å покрыта преимущественно карбидом Ni₂C, т.е. карбидная фаза — это промежуточный этап формирования графена. При повышении температуры отжига до 280°C на поверхности уже доминируют компоненты, соответствующие одно- и многослойному графену. Для пленки в 160 Å графен формируется уже при температуре 180°C, а при дальнейшем прогреве до 310°C просто

увеличивается количество графена (моно- и многослойного).

На рис. 3а приведено СТМ-изображение поверхности синтезированной системы, с характерной для графена гексагональной структурой. Для блокирования сильного взаимодействия между графеном и никелевой пленкой была проведена интеркаляция золота под графеновый монослой. Напыление золота привело к формированию зернистой структуры с латеральными размерами в несколько десятков нанометров и высотой 2 – 3 нм (рис. 3б). Последующий прогрев при температуре 400°C привел к интеркаляции золота, о чём свидетельствует СТМ-изображение на рис. 3в. Периодичность муарового узора составляет около 2,2 нм, что соответствует периоду муара, наблюдаемому в случае интеркалированного золотом графена, синтезируемого методом крекинга пропилена.

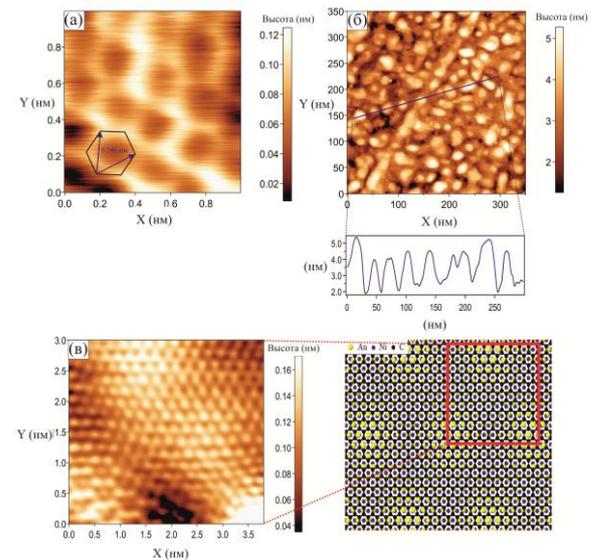


Рис. 3. СТМ-изображения поверхности в режиме постоянного туннельного тока: (а) область размером 1×1 нм² при It = 0.75 нА и Vs = 3 мВ, (б) область 350×350 нм² при It = 0.15 нА и Vs = 10 мВ; профиль сечения поверхности, соответствующий синей линии на изображении, (в) область 350×350 нм² при It = 0.85 нА и Vs = 2 мВ; а также моделирование, демонстрирующее муаровый узор, получающийся в результате наложения решеток монослоя золота и графена

Литература

1. Жижин Е. В., Пудиков Д. А., Рыбкин А. Г., Ульянов П. Г., Шикин А. М. // Физика твердого тела, Т. 57, вып. 9, 1839–1845 (2015).

Рост ниобий- и молибденсодержащих островковых наноструктур на поверхности Si(111)7×7

А.В. Путилов¹, С.С. Уставщиков¹, А.В. Ромашкин¹, Д.А. Музыченко², А.Ю. Аладышкин^{1,3,*}

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

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1.

³ Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23.

*aladyshkin@ipmras.ru

Экспериментально исследована начальная стадия процесса роста островковых наноструктур в ходе термического напыления ниобия и молибдена на реконструированную поверхность кремния Si(111)7×7 в условиях сверхвысокого вакуума. Морфологические и электрофизические свойства получаемых ниобий- и молибденсодержащих наноструктур были изучены с помощью низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии. Было обнаружено, что при напылении ниобия и молибдена рост наноструктур происходит без образования смачивающего слоя. При напылении на подложку при комнатной температуре на поверхности кремния формируются кластеры и наноструктуры, в случае нагретой подложки формируются квазиодномерные и квазидвумерные островковые структуры.

Введение

В данной работе мы обсудим особенности начальной стадии формирования островковых структур при термическом осаждении Nb и Mo на поверхность Si(111)7×7.

Методика эксперимента

Подготовка поверхности кремниевых подложек, напыление ниобия и исследование выращенных структур методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС) проводились на сверхвысоковакуумном измерительном комплексе UHV LT STM Omicron Nanotechnology без извлечения образцов из вакуума. Топография сформированных структур была исследована методом СТМ в режиме удержания заданного туннельного тока I_0 при постоянном потенциале образца V_s . В качестве зонда использовались вольфрамовые иглы, острие которых перед измерениями очищалось в ходе электронной бомбардировки в сверхвысоком вакууме. В качестве подложек были использованы монокристаллические пластины кремния Si(111), на которых в процессе отжига была сформирована реконструкция Si(111)7×7. На подготовленную поверхность производилось термическое напыление Nb с помощью электронно-лучевого испарителя в условиях сверхвысокого вакуума (не хуже 6×10^{-10} мбар) со скоростью напыления поряд-

ка 10^{-2} нм/мин под контролем дифрактометра быстрых электронов при рабочем напряжении 25 кВ.

Основные результаты

Было обнаружено, что при термическом напылении Nb и Mo на охлажденную подложку или на подложку при комнатной температуре осаждаемые металлы не образуют тонкие пленки или островки с хорошо определенной геометрией, а формируют слой, состоящий из мелких кластеров с характерными размерами до 10 нм. Такой слой характеризуется металлическим типом туннельной проводимости при низких температурах.

При термическом напылении Nb и Mo на нагретую подложку образуются Nb- и Mo-содержащие островки следующих типов (рис. 1 и 2): квазиодномерные (1D) островки, квазидвумерные (2D) островки и трехмерные (3D) пирамидальные островки.

Отметим, что если концентрация формирующихся структур не слишком велика, то между островками сохраняется реконструкция Si(111)7×7. Это означает, что Nb и Mo не формируют смачивающего слоя на поверхности Si(111)7×7.

Данные низкотемпературной СТС указывают на то, что полученные таким способом Nb- и Mo-содержащие островковые структуры не являются сверхпроводящими с критической температурой выше 5 К.

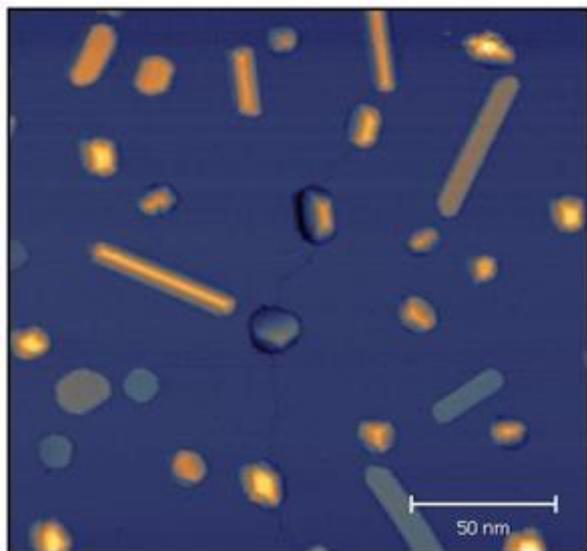


Рис. 1. Квазиодномерные и квазидвумерные островки, образовавшиеся на поверхности Si(111)7×7 после напыления ниобия в течение 30 мин на нагретую подложку ($T=500\pm 50^\circ\text{C}$); сканирование проводилось при $T=78\text{ K}$, $V_s=-2.00\text{ В}$ и $I_0=20\text{ пА}$

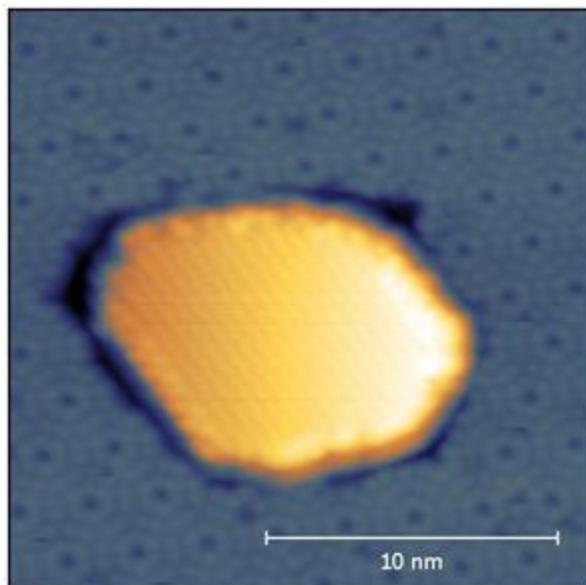


Рис. 2. Квазидвумерный островок, образовавшийся на поверхности Si(111)7×7 после напыления молибдена в течение 20 мин на нагретую подложку ($T=700^\circ\pm 50^\circ\text{C}$); сканирование проводилось при $T=78\text{ K}$, $V_s=+2.00\text{ В}$ и $I_0=100\text{ пА}$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 13-02-01011, 15-42-02416 и 16-02-0727) и Российского научного фонда (проект 15-12-10020).

Литература

1. Путилов А.В., Музыченко Д.А., Аладышкин А.Ю. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, в печати (2016).

Индукцированное обменное и спин-орбитальное взаимодействие в графене

А.А. Рыбкина^{1,*}, А.Г. Рыбкин¹, И.И. Климовских¹, М.В. Филянина¹, А.Е. Петухов¹,
О.Ю. Вилков¹, В.Ю. Ворошнин¹, Д.А. Пудиков¹, М.М. Отроков^{1,2,3}, Е.В. Чулков^{1,2,3},
А.М. Шикин¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504.

² Donostia International Physics Center (DIPC), Paseo de Manuel Lardizábal 4, San Sebastián/Donostia, Spain 20018.

³ Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

*rybkina-anna@bk.ru

Проведены экспериментальные исследования электронной и спиновой структуры высокоориентированного графена, синтезированного на поверхности Co(0001) с интеркалированными атомами немагнитного металла Au с большим спин-орбитальным взаимодействием. Показано, что индуцированное обменное и спин-орбитальное взаимодействие приводит к формированию асимметричной спиновой структуры графена относительно центра зоны Бриллюэна. Методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) обнаружены периодические структурные дислокации на поверхности системы, и проанализирована их роль в формировании электронной спиновой структуры графена.

Введение

Графен является перспективным материалом современной спинтроники и нанoeлектроники вследствие его уникальных физико-химических свойств. Атомы Co на поверхности графена интенсивно исследуются теоретическими научными группами во всем мире [1,2]. Была обнаружена высокая магнитная анизотропия для системы Co-графен [3], которая делает этот металл очень перспективным для использования в графеносодержащих системах. С другой стороны, ранее было показано, что контакт графена с немагнитным металлом Au приводит к аномально большому индуцированному спин-орбитальному расщеплению π -состояний графена [4,5], обусловленному гибридизацией π -состояний графена и d -состояний Au (металла с большим атомным номером и большим градиентом внутриатомного потенциала). Поэтому целью данных исследований являлось изучение электронной и спиновой структуры высокоориентированного графена, синтезированного на поверхности ферромагнитного металла Co с интеркалированными атомами немагнитного металла Au с большим спин-орбитальным взаимодействием.

Экспериментальные результаты

Графен, синтезированный методом CVD на поверхности монокристаллов Co(0001) (или Ni(111)), характеризуется искаженной дисперсией π -состояний в области уровня Ферми вследствие ги-

бридизации π -состояний графена с d -состояниями металла подложки [4,5], однако интеркаляция Au приводит к блокировке сильного взаимодействия графена с подложкой и восстановлению линейной зависимости в области точки K ЗБ графена.

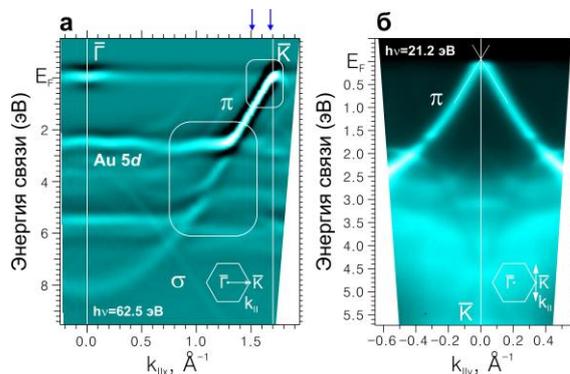


Рис. 1. Дисперсионные зависимости электронных состояний валентной зоны для системы графен/Au/Co(0001), измеренные (а) – в $ГК$ направлении ЗБ графена ($h\nu=62.5$ эВ) и (б) – в направлении, перпендикулярном к $ГК$ ЗБ графена ($h\nu=21.2$ эВ)

На рис. 1 представлена электронная структура высокоориентированного графена на Co(0001) с интеркалированными атомами Au. В области точки K формируется конус Дирака с линейной зависимостью π -состояний, и точка Дирака локализована на 40 мэВ выше уровня Ферми. Таким образом, электронная структура системы графен/Au/Co(0001) оказывается подобна электронной структуре квазисвободного графена. Однако в области пересечения π -состояний графена с d -состояниями Au, при

энергии связи от 2 до 6 эВ, наблюдаются разрывы дисперсионных зависимостей состояний графена, вследствие спин-зависимого эффекта непересечения электронных состояний, подобно системе графен/Au/Ni(111) [4,5].

Были проведены детальные исследования локальной атомной структуры системы графен/Au/Co с помощью СТМ. На рис. 2 (в) показана гексагональная структура высокоориентированного графена хорошего качества на поверхности Co(0001) с интеркалированным Au. Обнаружено, что кроме классической картины муара (9.5x9.5), наблюдаемой ранее в литературе и обусловленной несовпадением кристаллических решеток графена и подложки, при определенных параметрах сканирования мы можем наблюдать периодические структурные дислокации треугольной формы, период которых совпадает с периодом картины муара (рис.2 (а)). На рис. 2 (а) представлены профили СТМ изображения и под номером 1 показан профиль, соответствующий периоду треугольных дислокаций, что составляет около 23,3 Å или 9.5 межатомных расстояний в графене.

Профиль под номером 2 показывает, что сторона каждой треугольной дислокации оказывается шириной в один атом и составляет примерно 2-3 Å.

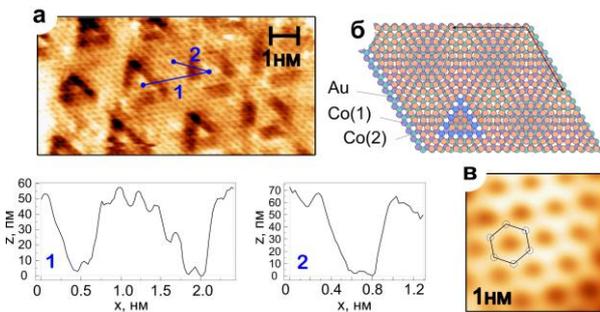


Рис. 2. (а) СТМ изображение системы графен/Au/Co(0001), $V = 10$ мВ и $I = 0.4$ нА. Показаны профили поверхности вдоль контуров 1 и 2. (б) - Моделирование атомной структуры монослоя Au/Co(0001). (в) - СТМ изображение системы графен/Au/Co(0001) размером 1 нм на 1 нм, $V = 5$ мВ и $I = 0.4$ нА, скорость 23.2 нм/сек

На рисунке 2 (б) представлено моделирование структуры данных дислокаций в соответствии с наблюдаемыми ранее в литературе дислокационными петлями, например, для системы Au/Ni [6]. Каждая сторона треугольника состоит из пяти атомов Co, внедренных в слой Au из верхнего слоя подложки. Таким образом, непосредственно под

графеном формируются локальные области, где атомы Co замещают атомы Au. Исследования спиновой структуры системы графен/Au/Co показали, что влияние атомов ферромагнитного металла Co под графеном приводит к асимметричной спиновой структуре π -состояний (рис. 3). В области одной точки K наблюдается аномально большое спиновое расщепление π -состояний с величиной до 150-200 мэВ, в то время как в области точки K' на противоположной границе ЗБ величина спинового расщепления существенно меньше (~40 мэВ). При изменении направления намагниченности системы на противоположное знак спинового расщепления меняется соответственно, что доказывает непосредственное влияние обменного взаимодействия на спиновое расщепление π -состояний графена.

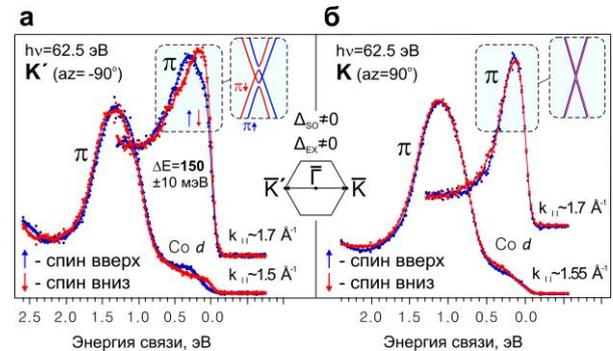


Рис. 3. Фотоэлектронные спектры с разрешением по спину, измеренные в направлении ГК ЗБ графена при значениях $k_{||}$, отмеченных на рис. 1 вертикальными стрелками, в области (а) - точки K' и (б) - точки K ЗБ графена. Энергия фотонов 62.5 эВ. Синим и красным цветом обозначены спектры для противоположных проекций спина

Исследования проводились в центре синхротронного излучения BESSY II (Helmholtz-Zentrum Berlin, Германия) и в ресурсном центре Научного парка СПбГУ «Физические методы исследования поверхности» (г. Санкт-Петербург, Россия).

Работа выполнена в рамках грантов Санкт-Петербургского государственного университета (№ 11.38.271.2014 и № 15.61.202.2015).

Литература

1. Pesin D. and MacDonald A.H. // Nature Mater. 11, 409416 (2012).
2. Eelbo T. et al. // Phys. Rev.Lett., 110, 136804 (2013).
3. Donati F. et al. // Phys.Rev.Lett., 111, 236801 (2013).
4. Shikin A.M. et al. // New J. Phys., 15, 013016 (2013).
5. Marchenko D. et al. // Nat. Commun., 3, 1232 (2012).
6. Jacobsen J. et al. // Phys. Rev. Lett., 75, 489 (1995).

Влияние электрического потенциала на физико-химические свойства борорганических и платиновых наночастиц

В.Г. Слущкий, М.В. Гришин*, В.А. Харитонов, А.А. Кирсанкин, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991

*mvgrishin68@yandex.ru

На примере взаимодействия аммиака с борорганическими и платиновыми наночастицами установлено, что физико-химические свойства частиц существенно зависят от величины и знака приложенного потенциала.

Введение

Ранее нами было обнаружено влияние подложки на каталитическое разложение аммиака борорганическими наночастицами (БОН) состава $(C_2B_{10}H_4)_n$ [1]. Оказалось, что степень конверсии аммиака за счет БОН, нанесенных на графит (ВОПГ), более чем в два раза превосходит тот же параметр для БОН, нанесенных на оксид кремния, и несколько больше, чем для БОН, нанесенных на оксид алюминия. Исследование в сканирующем туннельном микроскопе (СТМ) показало, что разности потенциалов БОН и подложек SiO_2 , Al_2O_3 и ВОПГ составляют -0.6 , -0.2 и 0.0 В, соответственно. Это означает, что благодаря взаимодействию с подложками SiO_2 и Al_2O_3 БОН приобретали отрицательный заряд, приводящий к снижению степени разложения аммиака. Полученные нами данные согласуются с результатами работы [2], в которой зондовыми методами непосредственно зафиксирован перенос заряда между подложкой кремния и золотой наночастицей.

Задача новых экспериментов состояла в прямом определении влияния потенциала (заряда) на физико-химические свойства как БОН, так и платиновых наночастиц.

Эксперимент

Эксперименты выполнены на сверхвысоковакуумной установке, укомплектованной сканирующим туннельным микроскопом (СТМ), оже- и масс-спектрометрами, дополнительным вспомогательным оборудованием. Давление остаточных газов в камере установки не превышало 2×10^{-10} торр.

БОН со средним размером 14.6 нм и составом $(C_2B_{10}H_4)_n$ синтезировались методом высокотемпе-

ратурного пиролиза паров карборана $C_2B_{10}H_{12}$ и наносились на подложку из коллоидной дисперсии состава БОН + CCl_4 . Образование платиновых наночастиц размером 5 нм происходило при прогреве графита с предварительно нанесенным на него предшественником – водным раствором $H_2[PtCl_6]$ в водороде при $T = 1000$ К.

Мониторинг состояния наночастиц обоих типов осуществлялся по данным сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии.

Состав газовой среды в камере установки и вклад наночастиц в конверсию аммиака определялся по данным масс-спектрометра HAL301. Степень разложения аммиака определялась как отношение парциальных давлений молекулярного азота и аммиака.

Результаты и обсуждение

Влияние электрического потенциала на протекание химических реакций определялось по изменению соотношения парциальных давлений исходного вещества (NH_3) и продукта реакции (N_2) в камере. На рисунке 1 приведено (а) изображение БОН, нанесенных на графит, и зависимости степени конверсии аммиака от электрического потенциала наночастиц – БОН (б) и платиновых (в).

Полярность и величина потенциала БОН оказывают существенное воздействие на степень каталитического разложения ими аммиака, рисунок 1б. При положительном потенциале частиц $\phi_1 = +6$ В степень разложения возрастала на 26 %, а при отрицательном потенциале $\phi_2 = -6$ В падала на 37 % по сравнению со степенью разложения аммиака при нулевом потенциале БОН.

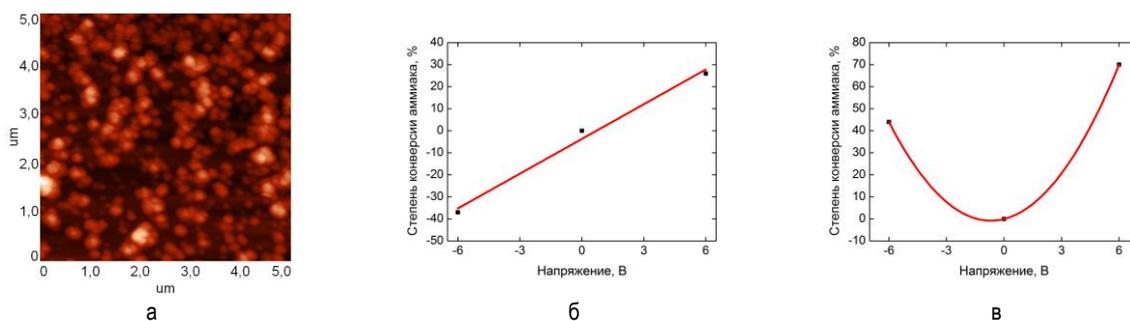


Рис. 1. Покрывание из БОН на графите (а), зависимости от напряжения конверсии аммиака на БОН (б) и на наночастицах Pt (в)

Для платиновых наночастиц также наблюдалась зависимость степени конверсии аммиака от электрического потенциала образца. Как следует из рисунка 1в, при отрицательном потенциале $\varphi_1 = -6$ В степень разложения аммиака увеличивалась на 44%, а при положительном потенциале $\varphi_2 = +6$ В – возрастала на 70 % по сравнению со скоростью разложения аммиака при нулевом потенциале платины.

Возможное объяснение влияния электрического потенциала на их каталитическую активность заключается в следующем. Борорганические наночастицы подобно исходным карборановым молекулам способны трансформироваться в бирадикалы, т.е. на их верхних орбиталях появляются два неспаренных электрона. Взаимодействие БОН с молекулами NH_3 приводит к образованию радикалов $\text{NH}_2\cdot$ и $\text{H}\cdot$, которые ускоряют распад NH_3 . Приложение на БОН положительного потенциала приводит к удалению части валентных электронов БОН и образованию положительно заряженных радикалов $(\text{R}^+)\cdot$, которые подобно бирадикалам способствуют поступлению в объем радикалов $\text{NH}_2\cdot$ и $\text{H}\cdot$. При достаточно большом потенциале поверхностная концентрация положительных радикалов будет превышать концентрацию бирадикалов при нулевом потенциале частиц, что и объясняет наблюдаемые явления. Подача на БОН отрицательного потенциала приводит к появлению на БОН отрицательного заряда в виде электронов, заполняющих верхние энергетические уровни БОН. Эти электроны препятствуют образованию бирадикалов, поскольку их образование предполагает переход одного из валентных электронов БОН на свободный более высокий энергетический уровень. А сниже-

ние концентрации поверхностных бирадикалов должно приводить к понижению каталитической активности БОН, что наблюдалось в наших экспериментах.

Для платиновых наночастиц подача на образец потенциала приводит к возникновению на поверхности платины электрического заряда. При этом происходит перестройка электронной конфигурации платины, которая при любом знаке потенциала приводит к появлению неспаренного электрона. Т.е. и при положительном, и при отрицательном потенциалах может происходить образование заряженных радикалов, ускоряющих распад аммиака. Однако, благодаря различию в энергии образующихся неспаренных электронов, степень конверсии зависит от знака приложенного потенциала.

Полученные на примере разложения аммиака результаты свидетельствуют о возможности управления физико-химическими свойствами наноструктурированных покрытий путем изменения зарядового состояния наночастиц как за счет взаимодействия с подложкой, так и за счет подачи электрического потенциала.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты № 14-03-00156, 14-03-31068, 15-03-00515.

Литература

1. Гришин М.В., Гатин А.К., Слуцкий В.Г. и др. // Химическая физика, 34, 3 (2015).
2. Zhang Y., Pluchery O., Caillard L. et al. // Nano Lett., 15(1), 51 (2015).

Формирование гетероперехода 2D/3D топологических изоляторов и особенности электронной, спиновой и атомной структуры системы

Д.М. Состина^{1,*}, И.И. Климовских¹, А.Е. Петухов¹, А.Г. Рыбкин¹, О.Е. Терещенко², В.О. Шевелев¹, А.М. Шикин¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская набережная, д. 7-9, Санкт-Петербург, 199034 .

² Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, д. 2, Новосибирск, 630090.

*daria.sostina@gmail.com

В этой работе мы экспериментально демонстрируем процесс трансформации поверхности пятислойного трехмерного топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ под действием прогрева в новое соединение. Согласно данным СТМ, ФЭС и ФЭСУР разрушение двух верхних пятислойников сопровождается формированием нескольких типов поверхности, включающих в себя бислои висмута, который, в свою очередь, является двумерным топологическим изолятором.

Введение

Топологические изоляторы (ТИ) – материалы, обладающие уникальной спиновой и электронной структурой поверхностных состояний в виде дираковского конуса с геликоидальной спиновой поляризацией. Концепция ТИ может быть реализована в двумерных (2D) и трехмерных (3D) материалах. Теоретически было предсказано наличие 2D квантового спинового эффекта Холла в тонких пленках висмута, представляющих собой одиночные бислои $\text{Bi}(111)$ [1]. Позже свойства бислоя висмута как 2D ТИ подтвердились экспериментально, кроме того, большой интерес представляет взаимодействие бислоя $\text{Bi}(111)$ с 3D ТИ. Однако экспериментальная реализация ультратонких пленок $\text{Bi}(111)$ на различных подложках может оказаться затруднительной. Тем не менее, одиночный бислой висмута с ориентацией (111) был адсорбирован на поверхности Bi_2Te_3 с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии, что оказалось возможным благодаря тому обстоятельству, что висмут и Bi_2Te_3 являются слоистыми материалами с похожей кристаллической структурой и близкими по значению постоянными решетки [2]. В этой работе мы использовали другой слоистый Bi-Te-Se 3D ТИ с дробной стехиометрией. Было выяснено, что прогрев образца приводит к разрушению двух верхних пятислойников с образованием бислоя висмута. Таким образом, данная система может быть пригодна для изучения взаимодействия 2D и 3D ТИ, формирования 1D краевых состояний топологического p-n-перехода.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлены фотоэлектронные спектры, снятые до и после прогрева. Первоначальная система характеризуется поверхностными состояниями, которые имеют вид дираковского конуса с энергией связи в точке Дирака 0.28 эВ (рисунок 1а, 1в). После прогрева при температуре 400°C (рисунок 1б, 1г) структура дираковского конуса претерпела значительные изменения. Как видно на спектре, электронная структура прогретой системы характеризуется двумя типами состояний. Первый тип – состояния, имеющие линейную дисперсию в окрестности точки Дирака и локализованные в области от 0.62 эВ в Γ точке первой зоны Бриллюэна до уровня Ферми при $k_{\parallel}=0,2 \text{ \AA}^{-1}$. Второй тип состояний является дырочным и расположен в области энергий связи от ~0.1 эВ в Γ точке до 0.6 эВ при $k_{\parallel}=0,4 \text{ \AA}^{-1}$. Такая модификация электронной структуры может быть объяснена моделью разрушения поверхности образца, согласно которой под действием прогрева происходит испарение Te и Se и разрушение двух верхних пятислойников с образованием бислоя висмута. Таким образом, первый тип состояний новой системы можно отнести к области с неразрушенным верхним пятислойником, который оказался отделен от объема включениями висмута, а второй дырочный тип – к бислою висмута, в соответствии с теоретическими расчетами для похожей структуры: бислои висмута на поверхности Bi_2Se_3 [3]. Комбинация дырочных состояний

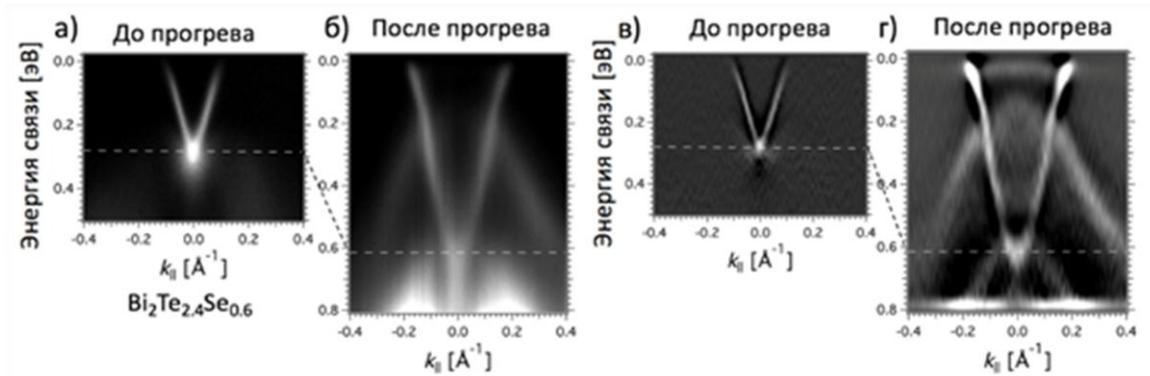


Рис. 1. Фотоэлектронные спектры с угловым разрешением образца $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.4}\text{Se}_{0.6}$ до прогрева в направлении ГК при энергии фотонов 62 эВ – (а), вторая производная по $N(E)$ – (в), данные ФЭСУР образца после прогрева в ГК направлении – (б) и вторая производная – (г)

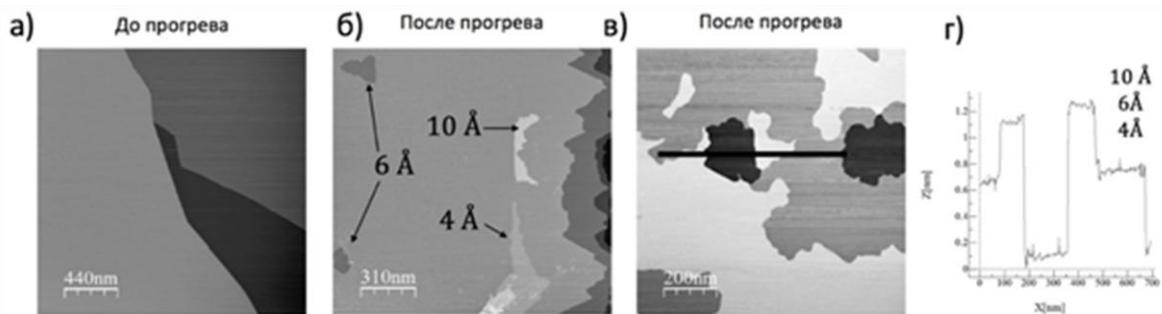


Рис. 2. СТМ изображения поверхности $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.4}\text{Se}_{0.6}$ до прогрева (а), изображения поверхности после прогрева при температуре 400°C с разным масштабом (б, в), профиль поверхности образца после прогрева (г)

висмута с электронными состояниями 3D ТИ делает возможным существование встроенного р-п-перехода на поверхности образца.

В целях подтверждения такого механизма трансформации были проведены измерения морфологии поверхности методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). На полученных изображениях первоначального $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.4}\text{Se}_{0.6}$ (рисунок 2а) видно наличие больших террас и ступенек высотой $\sim 9.5 \text{ \AA}$, которые являются краями верхних пяти-слойников, что соответствует предыдущим исследованиям таких систем. После прогрева при температуре 400°C в поверхностных слоях обнаруживается удаление атомов Те и Се, что приводит к их разрушению и образованию новой системы двумерных структур, часть из которых является бислоем висмута и имеет толщину 4 \AA . В более ранних исследованиях толщина бислоя висмута была оценена в $4\text{-}5 \text{ \AA}$, что соответствует нашим СТМ-данным [4].

Заключение

Система, состоящая из ультратонкой пленки $\text{Bi}(111)$, представляющей собой одиночный бислой, и 3D ТИ, может быть экспериментально реализована путем прогрева ТИ с дробной стехиометрией $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.4}\text{Se}_{0.6}$. Кроме того, такая система может быть интригующим объектом исследования с точки зрения изучения сосуществования состояний 2D и 3D ТИ.

Литература

1. Gao Chun-Lei, Qian Dong, Liu Can-Hua, Jia Jin-Feng // *Chin. Phys. B*, Vol. 22, No. 6, 067304 (2013).
2. Hirahara J.T., Bihlmayer G., Sakamoto Y., Yamada M. // *Phys. Rev. Lett.*, 107, 166801 (2011).
3. Sung Hwan Kim F., Jin K.-H., Park J., Kim J.S., Jhi S.-H. // *Phys. Rev. B*, 89, 155436 (2014).
4. Govaerts K., Park K., De Beule C., Partoens B. // *Phys. Rev. B*, 90, 155124 (2014).

Создание острых зондов с помощью сканирующего зондового микроскопа

А.Г. Темирязов^{1,*}, С.И. Божко², М.П. Темиряева¹

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190

² Институт физики твердого тела РАН, Институтская ул., д. 2, Черноголовка, 1424321

* temiryazev@gmail.com

Представлена методика, позволяющая в комнатных условиях нарастить на кончик стандартного зонда тонкий ус. Показано, что таким методом можно создавать острые зонды, приведены примеры их использования.

Введение

В настоящее время подавляющее большинство измерений, проводимых на атомно-силовых микроскопах (АСМ), выполняются кремниевыми зондами. Зонды являются расходным материалом, срок их службы невелик, особенно если речь идет об исследованиях, требующих высокого пространственного разрешения. Механический износ кончика иглы и его загрязнение приводят к необходимости смены зонда. В данной работе мы хотим показать, что, создав сильное электрическое поле в зазоре между образцом и зондом, можно нарастить на вершине иглы тонкий ус. Это позволяет не только восстановить поврежденный зонд, но и существенно улучшить его остроту. Методика крайне проста, не требует использования закрытых камер и огнеопасных газовых смесей.

Методика

Все операции проводились на воздухе с помощью атомно-силового микроскопа SmartSPM (АИСТ-НТ). Напряжение на металлическом или полупроводниковом образце плавно поднималось до значений 30–100 В в условиях, когда зонд находится вдали от поверхности. Далее включалась обратная связь, которая за счет изменения расстояния между зондом и образцом поддерживала постоянную величину протекающего между ними тока, порядка 1 пА. Через несколько секунд игла отводилась, передвигалась в следующую точку образца, где процедура повторялась. Последующее сканирование показывает, что такая операция приводит к модификации поверхности – в местах приложения напряжения появляются выступы – рис. 1. Одновременно с этим происходит и рост материала на кончике зонда. Исследование с помощью сканиру-

ющего электронного микроскопа показывает наличие длинных (до нескольких сот нанометров) наростов – рис. 2. Наиболее вероятным механизмом роста представляется разложение углеводородных загрязнителей, присутствующих в воздухе и адсорбированных на поверхности образца, с последующим образованием углеродных наноструктур.

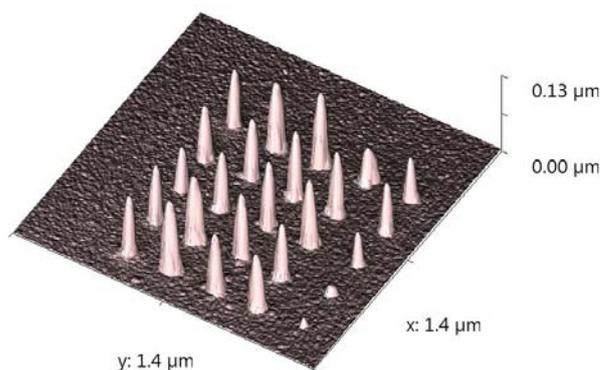


Рис. 1. АСМ-изображение массива, сформированного на поверхности пленки Ni; период 200 нм, высота столбиков до 110 нм

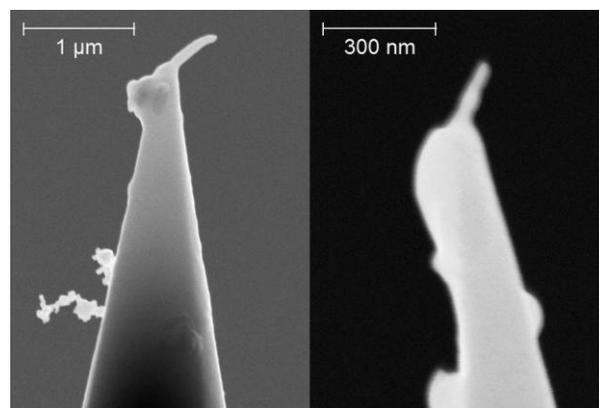


Рис. 2. СЭМ-изображения зондов с наростами

Описанная методика может быть использована для изготовления острых зондов АСМ. Здесь возможны две цели. Первая – это создание зондов, позволяющих получить на воздухе предельное разрешение, порядка 1 нм. Для этого нужны иглы с острым кончиком. В таком случае для характеристики остроты используют параметр, называемый радиусом острия. Для стандартных кремниевых кантилеверов этот радиус порядка 10 нм, суперострые иглы с углеродными усами имеют радиус около 2 нм. Другая задача, где могут требоваться острые иглы, – это визуализация наночастиц или исследование поверхности с заметными перепадами высот (30–100 нм) и узкими колодцами. В этом плане важен не столько радиус кривизны, сколько форм-фактор иглы вблизи острия. Рассмотрим, как, используя описанную технологию роста, можно решить эти две задачи.

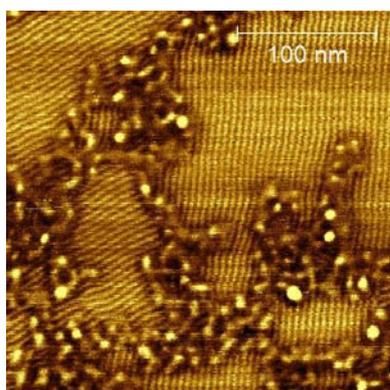


Рис. 3. АСМ-изображение адсорбата на поверхности графита. Период полосовой структуры 5 нм

Мы пока мало знаем о механизме роста, поэтому трудно назвать параметры, оптимальные для создания на игле выступа определенной длины и формы. Это слабая сторона метода. Но у него есть и сильная сторона. Поскольку рост производится с помощью АСМ, после любой операции мы сразу легко можем оценить полученные результаты. Если результат нас удовлетворяет, можно считать, что задача выполнена, если нет – выполнить следующую операцию роста, возможно, при других параметрах.

Результаты

Оценить остроту кончика иглы можно по характеру взаимодействия зонда с поверхностью в полуконтактной моде. Чем острее игла, тем легче зонд переходит в режим отталкивания. Критерием этого является отрицательный сдвиг фазы колебаний. Мы

использовали следующую процедуру: начальная амплитуда выбиралась около 15 нм, измерения проводились на уровне 0.7 от начальной амплитуды. После операции роста мы сканировали образец и, если сдвиг фазы на плоском участке отрицателен, считали, что получили достаточно острую иглу, если нет, выполнялась следующая операция роста. Изготовленные таким образом зонды оказались весьма эффективны для исследований, требующих высокого пространственного разрешения – рис. 3.

Второй задачей было получение зондов с хорошим форм-фактором. Она решается тем же методом, но при другом критерии отбора. Мы можем воспользоваться тем, что на образце легко создать острые пики высотой порядка 50 нм (подобные тем, что представлены на рис. 1), сканирование которых и показывает, насколько наш зонд пригоден для работы с образцами, имеющими такой перепад высот. В качестве демонстрации работоспособности изготовленных игл на рис. 4 приведены два скана, выполненные до и после роста.

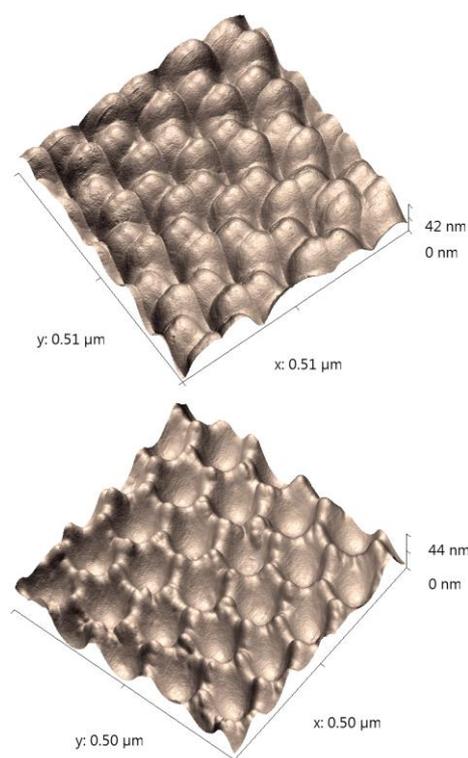


Рис. 4. АСМ-изображения поверхности электрохимически структурированного алюминия. Вверху — скан, сделанный стандартным зондом, внизу — зондом с нарастившим усиком

Частично работа была выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН № 24 «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов».

Структурирование магнитных пленок CoPt с помощью АСМ

М.П. Темирязева^{1*}, Ю.А. Данилов², А.В. Здоровейцев^{2§}, А.В. Кудрин², А.Г. Темирязев¹

¹ ИРЭ РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская область, 141120.

² НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Н. Новгород, 603950.

*mtemiryazeva@gmail.com, §zdorovei@nifti.unn.ru

Показана возможность создания тестовых образцов магнитной наноструктурированной среды с периодом менее 100 нм путем механической обработки поверхности пленки зондом атомно-силового микроскопа.

Исследования наноструктурированных магнитных пленок обусловлены прежде всего возможностью создания на их основе устройств хранения информации с чрезвычайно высокой плотностью записи. Современная технология позволяет создавать структурированную поверхность с периодом порядка 20 нм, однако это крайне сложный, многоступенчатый и дорогостоящий процесс, в котором последовательно используются такие операции, как электронная литография, направленная самоорганизация блочных сополимеров (directed self-assembly of block copolymers), двойное формирование рисунка с самовыравниванием (self-aligned double patterning), нанопечатная литография (nanoimprint lithography) и ионное травление [1]. Вместе с тем крайне важен правильный выбор и оптимизация свойств магнитной пленки, на которой проводится структурирование. Наиболее распространенными являются многослойные системы и сплавы Co/Pt, Co/Pd, CoCrPt. В данной работе мы хотим показать, что для оценки перспективности исходной магнитной пленки может представлять интерес изготовление тестовых образцов с использованием существенно более простого и дешевого метода наноструктурирования, а именно механической резки пленки иглой атомно-силового микроскопа (АСМ) [2].

Методика эксперимента

В качестве исходного образца использовалась пленка сплава Co₄₅Pt₅₅ толщиной 8 нм, полученная методом электронно-лучевого послойного осаждения в высоком вакууме [3]. На рис. 1 представлены кривые намагничивания данного образца при комнатной температуре. Как видно, ось легкого намагничивания направлена перпендикулярно плоскости пленки.

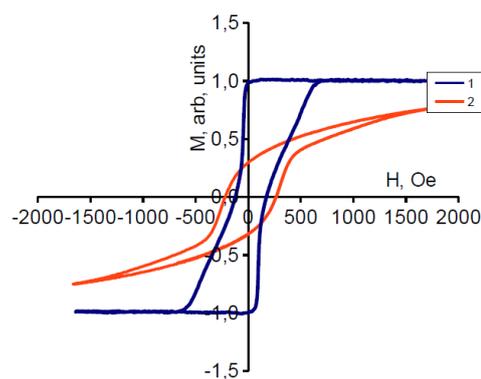


Рис. 1. Кривые намагничивания в нормальном (1) и касательном поле (2)

АСМ-исследования проводились при помощи атомно-силового микроскопа SmartSPM (AIST-NT). Для магнитно-силовых измерений использовались зонды с пониженным магнитным моментом PPP-LM-MFMR, Nanosensors, для резки — кантилеверы с монокристаллическими алмазными иглами D300, SCDprobes.

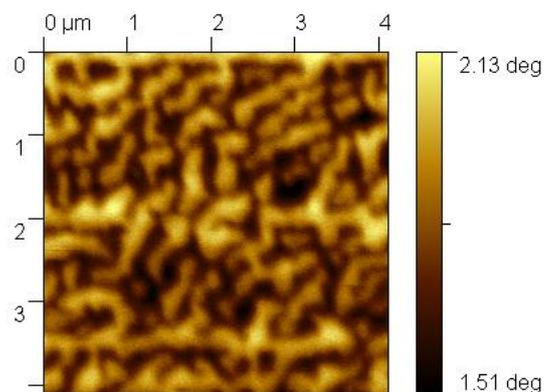


Рис. 2. МСМ-изображение доменной структуры исходной пленки

На рис. 2 видно, что в исходной пленке характерный период доменной структуры составляет поряд-

ка 0,5 мкм. Нашей первой задачей было определение критических размеров элементов, в которых возникают монокломенные состояния. Используя методику, описанную в [2], мы разрешили пленку в двух перпендикулярных направлениях на полосы с переменным периодом от 1000 до 100 нм. Получился массив магнитных элементов, различающихся формой и размерами. Исследование его методами МСМ показало, что монокломенная структура наблюдается лишь в самых мелких ячейках — квадратах со стороной порядка 100 нм (рис. 3).

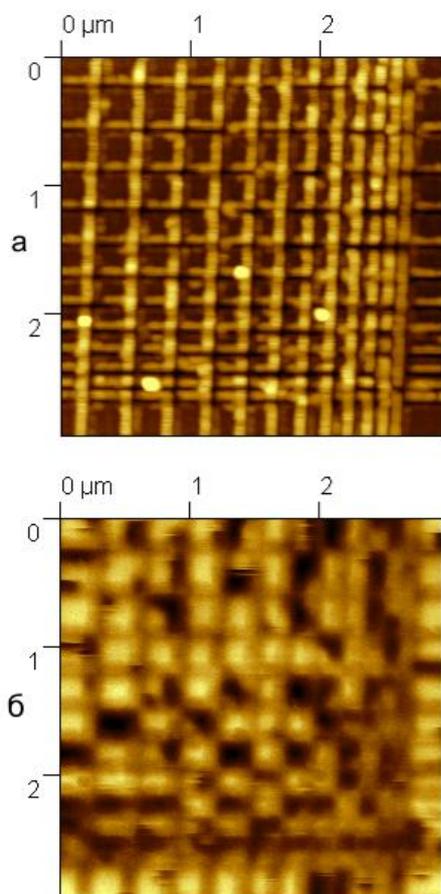


Рис. 3. Рельеф поверхности (а) и МСМ-изображение (б) участка структурированной области

Далее на пленке были сформированы два массива квадратных элементов с периодом 100 нм и 70 нм. На рис. 4 представлено МСМ-изображение одного из таких массивов. Изготовленные структуры были использованы для проведения серии магнитных измерений. Исследовалось изменение распределения намагниченности после наложения внешнего магнитного поля, а также под влиянием полей рассеяния магнитного зонда. Обобщая полученные результаты, можно сделать ряд выводов. Во-первых, нам удалось продемонстрировать возмож-

ность создания с помощью АСМ мелких магнитных наноструктур с латеральным размером 70 нм. Дальнейшее уменьшение периода в 1.5-2 раза представляется весьма реальным, основные сложности могут возникнуть, скорее, с МСМ-исследованиями таких структур. Во-вторых, использованная нами пленка имеет очень низкую коэрцитивность, домены в исходной пленке легко перемагничиваются полем зонда. Структурирование поверхности приводит к некоторому увеличению коэрцитивности, однако этого явно недостаточно для создания элементов памяти. Дальнейшие исследования в этом направлении целесообразно проводить на пленках с большей коэрцитивностью, а также реально используемых в магнитной записи двухслойных структурах, содержащих подслоем магнитного мягкого материала.

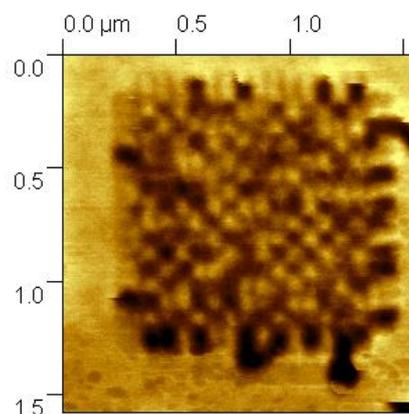


Рис. 4. МСМ-изображение массива квадратных элементов с периодом 70 нм

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания (проекты № 8.1054.2014/К и № 3.285.2014/К, №3423) Минобрнауки России и при поддержке РФФИ (гранты № 14-07-00549, 15-02-07824_a, 15-38-20642мол_a_вед и 16-07-01102_a).

Литература

1. Albrecht T.R., Arora H., Ayanoor-Vitikkate V. *et al.* <http://arxiv.org/abs/1503.06664>
2. Temiryazev A. // *Diamond & Related Materials*, V. 48, 60 (2014).
3. Здоровейцев А.В., Дорохин М.В., Демина П.Б. и др. // *Физика и техника полупроводников*, Т. 49, Вып. 12, 1649 (2015).

АСМ в исследовании микроволнового воздействия на сегнетоэлектрические среды

А.Л. Толстихина^{1*}, Р.В. Гайнутдинов¹, Н.В. Белугина¹, Г.И. Овчинникова²

¹ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Ленинский просп. 59, Москва, 119333.

² Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991.

alla@ns.crys.ras.ru

Рассматриваются результаты экспериментального исследования микроволнового воздействия на релаксацию внутренних напряжений в водородсодержащем кристалле триглицинсульфата (TGS) с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) и диэлектрической спектроскопии. Длительное облучение кристалла на частоте 40 ГГц приводит к таким изменениям полярной поверхности скола, которые могут быть интерпретированы как индуцированный излучением «отжиг» кристалла с одновременным созданием новых дефектных образований. Показано, что вклад проводимости в диэлектрические спектры сильно зависит от температуры кристалла, увеличиваясь при нагреве до 45° С, соответствующей активной перестройке доменной структуры.

Введение

Интерес к проблеме возник с началом исследования микроволновых диэлектрических спектров сегнетоэлектриков, на которых обнаруживаются области с отрицательными значениями диэлектрической проницаемости [1]. Поскольку подавление аномалии диэлектрической проницаемости обычно связывают с наличием дефектов, то в работе была поставлена задача исследования дефектной структуры облученного микроволнами кристалла TGS и сравнения ее со структурой необлученного кристалла с целью выяснения механизма микроволнового воздействия. Наличие в структуре кристалла молекул глицина – простейшей аминокислоты – позволяет использовать сегнетоэлектрическую модель для объяснения лечебного эффекта действия микроволн на биологические организмы.

Методика эксперимента

Микроволновое облучение проводилось на частоте 40 ГГц в волноводе в режиме короткого замыкания при мощности генератора 10 мВт (плотность потока мощности 8 мВт/см²). Исследовали номинально чистые (с малыми ростовыми дефектами) и дефектные образцы TGS. Степень дефектности контролировалась условиями температурного отжига кристаллов, который проводили перед каждой серией измерений. В качестве индикатора дефектной структуры кристалла использовали состояние поверхности зеркального скола кристалла, а именно специфический нанорельеф – выступы (ямки) в $\frac{1}{2}b$ (параметр элементарной ячейки), который характеризовали методом АСМ. Плоскости (010) характе-

ризуются наибольшей ретикулярной плотностью атомов и наиболее информативны с точки зрения представления объема кристалла [2].

Результаты и обсуждение

На рис.1 приведена иллюстрация аномального поведения диэлектрических свойств кристалла TGS в зависимости от температуры.

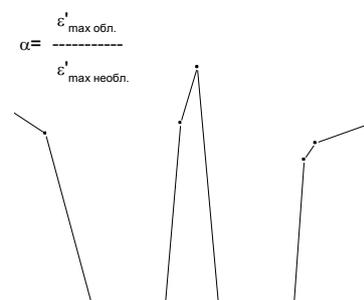


Рис. 1. Подавление аномалии диэлектрической проницаемости в зависимости от температуры кристалла TGS при облучении

Результаты АСМ-исследований показывают, что температурный отжиг приводит к уменьшению крупноразмерных (~1000 нм) надмолекулярных образований при низких температурах отжига и к полному исчезновению крупно- (~1000 нм) и среднеразмерных (~500 нм) образований при высоких температурах отжига. Поверхность становится гомогенной и однородной с нормальным распределением надмолекулярных образований со средним размером ~75 нм.

Микроволновой отжиг приводит к частичному отжигу, когда исчезают крупноразмерные образования (~1000 нм), и к росту степени дефектности, когда увеличивается число среднеразмерных образований; к изменению дефектной структуры только в пределах уже существующих размеров, которые характерны для структуры кристаллов TGS.

В докладе обсуждаются результаты АСМ-исследования температурной динамики доменной структуры. С помощью контактной сканирующей резистивной микроскопии в режиме отображения растекания измерены фоновые токи и токи на доменной границе (токи фона 10^{-14} А, токи на доменной границе 10^{-12} А). Показано, что учет вклада проводимости в диэлектрические спектры дает хорошее согласие с экспериментом и позволяет получить дополнительную информацию о температурной динамике доменной структуры.

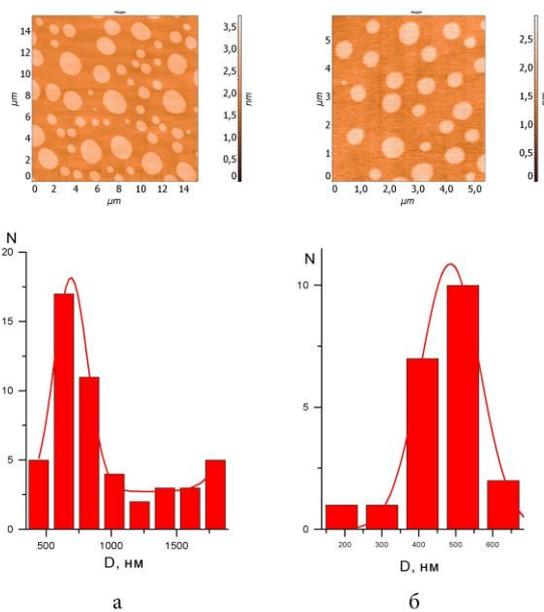


Рис. 2. Гистограммы распределения латеральных размеров островков на поверхности зеркального скола кристалла TGS: а - до и б - после микроволнового облучения. D - диаметр островков, N - их количество

Основные результаты:

1. Предложен механизм воздействия микроволн на сегнетоэлектрик ТГС (механизм первичной рецепции излучения), основанный на взаимодействии электрического поля с квазисвободными носителями, совершающими дрейфовую диффузию (создающими ток). Носители создаются тепловыми флуктуациями, которые выносят их над окружающим потенциальным барьером, и тогда они взаимодействуют с ВЧ-полем, и именно эти и только эти носители участвуют в поляризации (и релаксации).
2. Показано, что микроволновое излучение приводит к изменению надмолекулярных структур, т.е. является, как сказано выше, специфическим воздействием на самоорганизующиеся системы.
3. Показано, что микроволновое облучение приводит к отжигу дефектов при низких дозах и к увеличению степени дефектности при больших дозах. Подобный эффект имеет место и при облучении ионизирующим излучением.
4. Предложена концепция лечебного действия микроволн, базирующаяся на представлении о наличии сегнетоэлектрических свойств в живой природе, позволяющая предложить и механизм взаимодействия (взаимодействие с квазисвободными носителями), и критерий терапевтического действия (изменение низкочастотной диэлектрической проницаемости: ее рост – лечебный эффект, падение – угнетающий эффект), и способ контролировать дозу облучения (при максимальном лечебном эффекте – выход низкочастотной диэлектрической проницаемости на максимум).

Литература

1. Ovchinnikova G.I., Pirogov Yu.A., Bobkov N.A. *et al.* // *Physics of Wave Phenomena*, 21(1), 52 (2013).
2. Белугина Н.В., Гайнутдинов Р.В., Ломакова Е.М. и др. // *Кристаллография*. 56, № 3, 373 (2011).

Слоевой рост сверхпроводящего свинца на подложке Si(111) 7x7

С.С. Уставщиков^{1,*}, А.В. Путилов¹, А.В. Ромашкин¹, Е.Е. Пестов¹, А.Ю. Аладышкин^{1,2}

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

² Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23.

*sergey@ipmras.ru

В работе исследован островковый и слоевой рост наноструктур на основе свинца при термическом осаждении свинца на реконструированную поверхность Si(111)7x7. Электрофизические свойства полученных структур исследованы методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и спектроскопии (СТС). Показано, что пленки свинца толщиной порядка 15 нм являются сверхпроводящими с критической температурой 7.5 К.

Введение

В работе обсуждаются вопросы роста и электрофизических свойств тонкопленочных структур, полученных методом термического осаждения свинца на реконструированную поверхность Si(111)7x7, в условиях сверхвысокого вакуума.

Методика эксперимента

Подготовка образцов и СТМ/СТС-измерения проводились в комплексе LT UHV SPM Omicron Nanotechnology без извлечения образцов из вакуума. В качестве подложки использовалась пластина кремния (111), на поверхности которой в процессе отжига была сформирована реконструкция Si(111) 7x7. Напыление свинца проводилось методом термического осаждения на подложки при различной температуре при давлении остаточных паров порядка 7×10^{-10} мбар. Для оценки толщины осажденных слоев использовались встроенный кварцевый измеритель толщины и интерференционный микроскоп Talysurf CCI 2000. Топография полученных Pb структур была исследована методом СТМ в режиме удержания заданного туннельного тока I_0 при фиксированном потенциале образца U_{gap} относительно зонда. В качестве зонда использовались стандартные травленные W иглы, острие которых очищалось в сверхвысоком вакууме электронным пучком.

Основные результаты

На рис. 1а приведено топографическое изображение типичного участка поверхности образца, полученное методом СТМ. Основная часть поверхности покрыта свинцом в форме атомарно-гладких террас

высотой порядка 0.25 нм и с характерной шириной до 100 нм. На поверхности гладких террас встречаются монослойные «островки» и «ямки» с характерными латеральными размерами от 40 до 150 нм. Эти образования имеют характерную форму неправильного шестигранника со стороной, ориентированной вдоль направления $(\bar{1}10)$ подложки (см. рис. 1б).

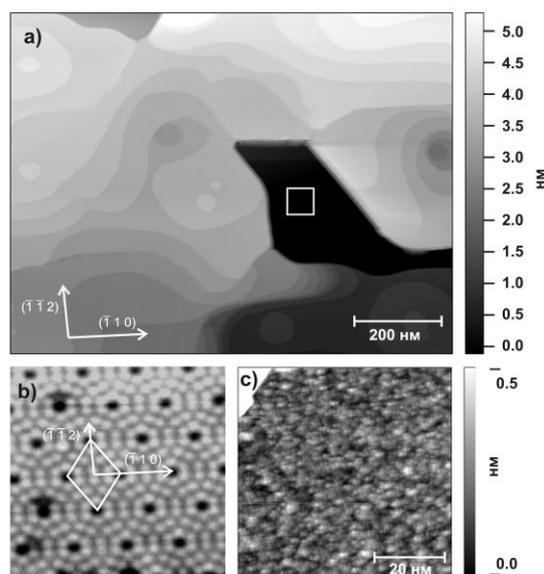


Рис. 1. (а) Типичная структура поверхности плёнки свинца, полученной при напылении свинца на подложку Si(111)7x7 при комнатной температуре в течение 40 мин. Сканирование проводилось при $T=78$ К, $U_{\text{gap}}=+2.00$ В, $I_0=20$ пА. (б) Реконструированная поверхность Si(111)7x7 до напыления свинца. (с) Детальная топография аморфного слоя свинца в пределах выделенного на рисунке (а) участка

Глубокий разрыв слоистой структуры свинца (черная область на топографии рис. 1а) имеет глубину порядка 10 нм и заполнен сплошным аморфным

свинцовым слоем с размером гранул порядка 1 нм (см. рис. 1с). Аморфная структура характерна для рудиментарного смачивающего слоя, толщина которого порядка трех монослоев. Мы полагаем, что на поздних этапах роста свинца реализуется слоевой рост пленки, что соответствует поздним этапам механизма Странски-Крастанова, когда толщина осажденного слоя превышает 20 монослоев и основная масса дефектов уже сглажена.

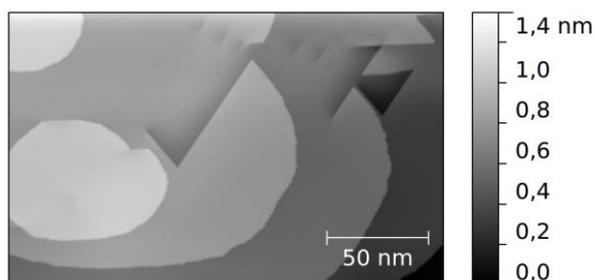


Рис. 2. Особенности структуры поверхности плёнки Pb, напылённой на поверхность Si(111)7×7 при комнатной температуре. Сканирование производилось при $T=78$ K, $U_{\text{gap}}=+0.1$ В, $I_0=50$ пА

Нелинейная СВЧ-диагностика

Для независимого подтверждения сверхпроводящих свойств сформированных структур была применена бесконтактная нелинейная СВЧ-диагностика [1]. По результатам измерений была получена

критическая температура сверхпроводящего перехода. На рис. 3 представлена зависимость мощности третьей гармоники от температуры в нулевом магнитном поле, для образца, представленного на рис. 1, откуда $T_c=7.5 \pm 0.1$ K.

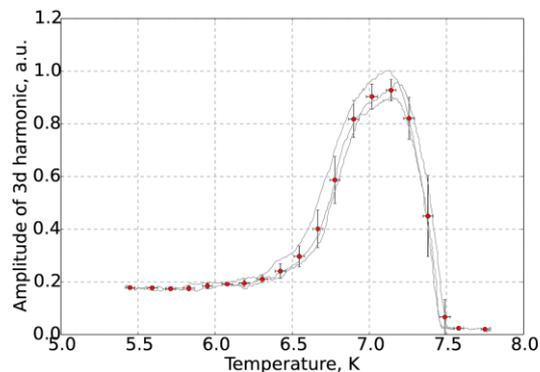


Рис. 3. Температурная диаграмма нелинейного СВЧ-отклика пленки Pb

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 15-42-02416, 15-02-05793, 15-42-02469 и 16-02-0727) и Российского научного фонда (проект 15-12-10020).

Литература

1. Pestov E.E., Nozdrin Yu.N. and Kurin V.V. // IEEE Transaction on Appl. Supercond., V. 11, P. 131–134 (2001).

Сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия поверхности топологического изолятора Bi_2Se_3

Н.И. Федотов, С.В. Зайцев-Зотов*

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

* serzz@cplire.ru

Методом сканирующей туннельной спектроскопии изучена поверхность топологического изолятора Bi_2Se_3 , в котором уровень химического потенциала находится вблизи точки Дирака. Обнаружен сильный изгиб зон вблизи края ступени, связанный с различием работ выхода с разных граней. Наблюдавшиеся на кривых dI/dV особенности связаны, в зависимости от положения на поверхности и уровня химического потенциала, с интерференционными эффектами, эффектами размерного квантования, неупругим туннелированием, примесными или краевыми состояниями.

Топологические изоляторы – полупроводниковые материалы, в которых существуют делокализованные поверхностные состояния. Энергетический спектр этих состояний представляет собой два конуса, соединяющих зону проводимости с валентной зоной и соприкасающихся вершинами в точке Дирака. Особенностью этих поверхностных состояний в топологических изоляторах является связь между волновым вектором электрона и его спином. В результате можно ожидать возникновения целого ряда специфических эффектов, проявляющихся в процессах рассеяния электронов на примесях и ступенях.

Триселенид висмута, Bi_2Se_3 , является одним из наиболее известных трехмерных топологических изоляторов. Кристаллическая структура сильно анизотропная и состоит из пятислойников (слои Se-Bi-Se-Bi-Se), соединенных между собой сравнительно слабым взаимодействием Ван дер Ваальса. Элементарная ячейка имеет ромбоэдрическую симметрию. Особенностью этого материала является наличие характерных дефектов, приводящих к n -типу проводимости. В результате СТС исследования поверхности этого соединения оказываются осложнены эффектами, связанными с большим количеством объемных носителей тока.

В настоящей работе представлены результаты изучения поверхности топологического изолятора Bi_2Se_3 методами СТМ и СТС. Особенностью изучавшихся образцов является расположение уровня химического потенциала вблизи точки Дирака поверхностных состояний [1].

Исследования проводились с помощью сверхвысоковакуумного (СВВ) низкотемпературного сканирующего туннельного микроскопа Omicron LT STM при базовом вакууме $8 \cdot 10^{-12}$ – $1,5 \cdot 10^{-11}$ Торр при температуре жидкого гелия. Атомно-чистая поверхность образцов подготавливалась скалыванием *in situ*. В качестве туннельного зонда использовалась игла из сплава Pt-Rh. Возможность использования туннельного зонда для спектроскопии проверялась на поверхности золота. При необходимости игла восстанавливалась с помощью «макания» в золото и повторно проверялась на пригодность для туннельно-спектроскопических исследований.

Для исследования выбирался участок поверхности, на котором присутствовали ступени, складки или иные дефекты. Приведенные ниже данные получены с помощью измерения туннельных ВАХ на поле 100×100 нм с шагом 1 нм и их последующего численного дифференцирования. На этом участке поверхности имелись ступени высотой в один и два пятислойника, разделенные узкой террасой, два точечных и один линейный дефект.

На рис. 1 показано пространственное распределение потенциала V_{min} , отвечающего минимуму дифференциальной проводимости туннельного промежутка, наложенное на топографию поверхности, измеренную при $I_t = 0.1$ нА, $V = -0.4$ В. В случае топологического изолятора Bi_2Se_3 этот минимум соответствует положению точки Дирака и позволяет оценить локальные изменения уровня химического потенциала, а также выделить области с изменением формы dI/dV . Видно, что уровень химического потенциала существенно изменяется не

только на ступенях, но и вдоль линии, примерно параллельной ступени, а также вблизи двух точечных дефектов на краях изображения.

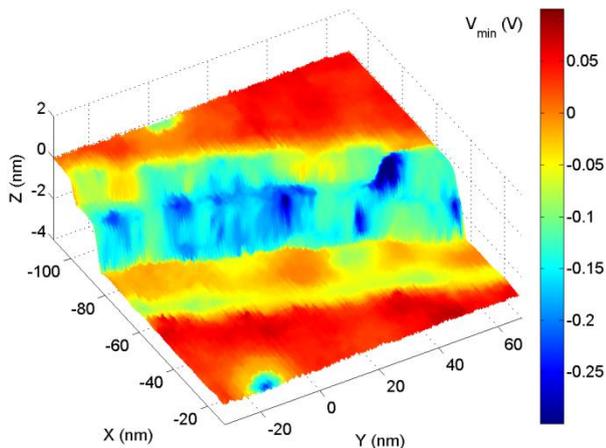


Рис. 1. Значение V_{\min} в различных точках образца

Смещение точки Дирака вблизи ступени является следствием различия работ выхода с различных граней Bi_2Se_3 . Характерная длина экранирования потенциалов сравнительно большая, порядка 10 нм, что связано с малой концентрацией носителей заряда, принадлежащих поверхностным состояниям, вблизи точки Дирака.

Для выяснения, сохраняет ли локальная плотность состояний свою форму (с учетом сдвига уровня потенциала), отвечающую наличию топологически защищенных состояний в разных частях образца, было построена условная «энергетическая ширина конуса» - расстояние ΔV между точками dI/dV , значение в которых в 4 раза выше значения в минимуме. Результаты представлены на рис. 2. Видно, что области вдали от дефектов характеризуются одинаковой «энергетической шириной конуса», а в областях дефектов и ступеней форма ВАХ претерпевает существенные изменения (рис. 3). Наблюдающиеся особенности связаны, в зависимости от положения на поверхности и потенциала в точке Дирака, с интерференционными эффектами (в том числе с эффектами размерного квантования), эффектами неупругого туннелирования, примесными или краевыми состояниями. Из рис. 2 видно также, что состояния между ступенью и линейным дефектом на нижней поверхности по этому параметру не отличаются от соседних на нижней и на верхней поверхностях, несмотря на различие в уровнях химического потенциала, формирующее p - n -переход для поверхностных состояний (рис. 1).

Наряду с описанными выше дефектами нами были изучены квантовые точки и отщепленные слои, сдвинутые относительно подложки.

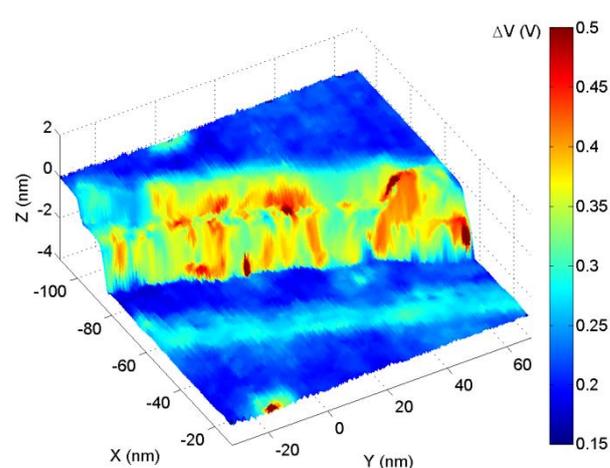


Рис. 2. Пространственное распределение «энергетической ширины конуса»

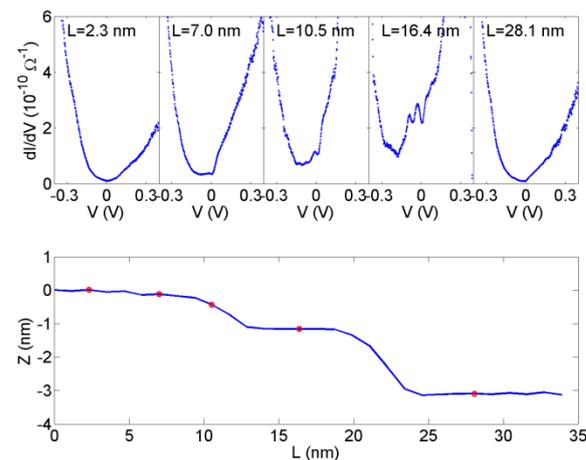


Рис. 3. dI/dV в различных точках образца. Радиус закругления иглы 7 нм

Полученные результаты свидетельствуют, что изменения энергетической структуры Bi_2Se_3 вблизи краев ступеней, описанные в работе [1], связаны как с различием работ выхода с разных граней, так и с формированием специфических краевых состояний, свойства которых существенно изменяются вдоль боковой поверхности ступени.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 16-02-00677) и программы Президиума РАН.

Литература

1. Dmitriev A.Yu., Fedotov N.I., Nasretdinova V.F., Zaitsev-Zotov S.V. // Письма в ЖЭТФ, 100, 442 (2014).

Трехслойный графен на низкоиндексной и вицинальной поверхностях SiC(001)

А.Н. Чайка^{1,*}, О. Молодцова², С. Бабенков², А. Захаров³, Yuran Niu³, Д. Марченко^{4,5}, J. Sánchez-Barriga⁴, P. Mandal⁴, А. Варыхалов⁴, А. Locatelli⁶, А. Sala⁶, Т. Onur Mentés⁶, Han-Chun Wu⁷, В.Е. Murphy⁸, А. Syrlybekov⁸, Jing-Jing Wang⁸, Hong-Zhou Zhang⁸, И.В. Швец⁸, Tsung-Wei Huang⁹, Ching-Ray Chang⁹, Huajun Liu¹⁰, Li Yang¹¹, Mohamed Abid¹², Mourad Abid¹², Yahya T. Janabi¹³, С.Н. Молотков¹, В. Ю. Аристов^{1,2,§}

1 Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия

2 HASYLAB at DESY, D-22607 Hamburg, Germany

3 MAX-lab, Lund University, Box 118, 22100 Lund, Sweden

4 Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie, D-12489 Berlin, Germany

5 Freie Universität Berlin, D-14195 Berlin, Germany

6 Elettra Sincrotrone Trieste SCpA, Trieste, Italy

7 School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, People's Republic of China

8 CRANN and School of Physics, Trinity College, Dublin 2, Ireland

9 Department of Physics, National Taiwan University, Taipei, Taiwan

10 Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, People's Republic of China

11 Electronic Engineering Institute, Hefei 230037, People's Republic of China

12 KSU-aramco Center, King Saud University, Riyadh 11451, Saudi Arabia

13 Saudi Aramco Materials Performance Unit TSD, Dharhan 31311, Saudi Arabia

*chaika@issp.ac.ru, §victor.aristov@gmail.com

Атомная и электронная структура трехслойного графена, синтезированного на низкоиндексной и вицинальной поверхностях SiC(001), изучены с помощью сканирующей туннельной микроскопии, фотоэлектронной спектроскопии, микроскопии и дифракции медленных электронов. С помощью фотоэлектронной спектроскопии определен порядок чередования слоев в трехслойном графене на SiC(001). На вицинальной подложке SiC(001)/Si(001) синтезировано однородное покрытие трехслойного графена, состоящее из нанодоменов с одним предпочтительным направлением междоменных границ. Низкотемпературные транспортные измерения демонстрируют, что формирование упорядоченной системы нанодоменов графена на вицинальной подложке приводит к открытию при температурах ниже 100 К транспортной щели, позволяющей достигать больших отношений токов включения/выключения ($\sim 10^4$) в трехслойном АВА-графене.

Синтез графена на тонких пленках кубического карбида кремния SiC(001), выращенных на стандартных пластинах кремния Si(001) [1,2], представляется перспективным способом производства графена для электронных технологий. В докладе представлены результаты исследований атомной и электронной структуры и транспортных свойств графена, синтезированного на низкоиндексной и вицинальной поверхностях SiC(001) в условиях сверхвысокого вакуума. Атомная и электронная структура слоев графена на SiC(001) изучены с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) атомарного разрешения, дифракции медленных электронов (ДМЭ), микроскопии медленных электронов, микроДМЭ и ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (УФЭСУР). Графеновое покрытие синтезировалось на поверхностях SiC(001) в условиях сверхвысокого

вакуума ($p < 2 \times 10^{-10}$ Торр) с помощью кратковременных (10-15 секунд) отжигов поверхностной структуры SiC(001)-с(2×2) до температур $\sim 1350^\circ\text{C}$. Измерения транспортных свойств графена на базальной и вицинальной поверхностях SiC(001) выполнены в диапазоне температур 2–300 К с использованием четырехзондового метода (PPMS, Quantum Design).

Результаты демонстрируют возможность синтеза сплошной пленки трехслойного графена однородной толщины на пластинах SiC(001)/Si(001) миллиметрового размера. С помощью микроскопии медленных электронов, СТМ, ДМЭ и УФЭСУР показано, что покрытие трехслойного графена на SiC(001) состоит из системы нанодоменов (шириной от 5 до 30 нанометров) четырех предпочтительных ориентаций, соединенных между собой по

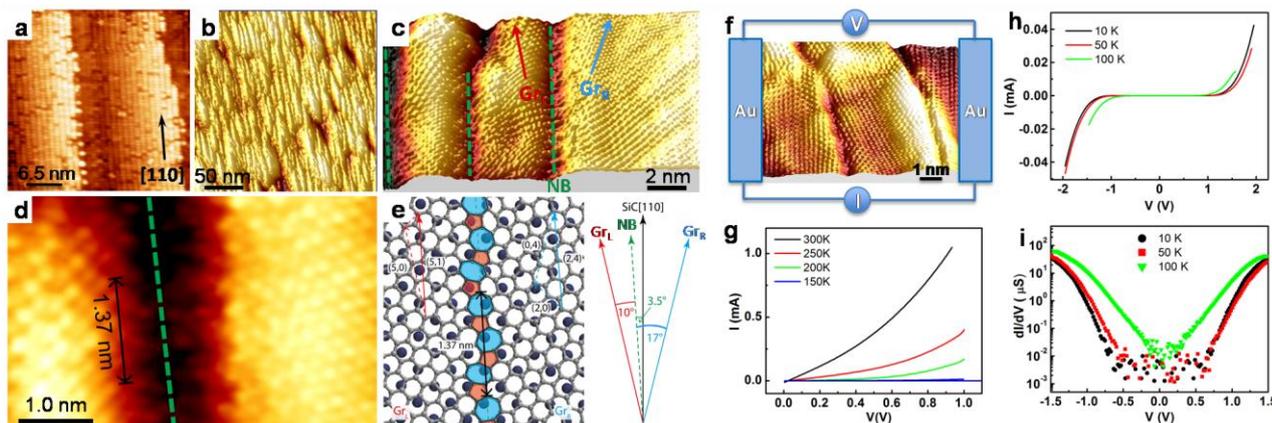


Рис. 1. (a) СТМ-изображение вицинальной поверхности SiC(001). Направление ступеней совпадает с [110]. (b-d) СТМ-изображения трехслойного графена, синтезированного на вицинальной поверхности SiC(001). Решетки в соседних нанодоменах повернуты на углы 17° по часовой (Gr_R) и 10° против часовой стрелки (Gr_L) относительно междоменной границы (NB). (e) Схематическая модель границы между асимметрично повернутыми доменами на (c) и (d). (f) Схематическое изображение наноконтактов при проведении транспортных измерений. (g,h) Вольт-амперные характеристики, измеренные при 300, 250, 200, 150, 100, 50 и 10 К. Ток при измерениях направлен перпендикулярно междоменным границам. (i) Кривые dI/dV , демонстрирующие формирование транспортной щели в системе нанодоменов графена на вицинальной поверхности SiC(001) при температурах ниже 150 К

границам раздела, ориентированным приблизительно вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ [3,4]. Данные УФЭСУР свидетельствуют о предпочтительности чередования слоев по типу АВА в трехслойном графене на SiC(001) [5]. Данные СТМ с атомным разрешением демонстрируют, что предпочтительное направление междоменных границ совпадает либо с направлением цепочек атомов углерода на поверхности SiC(001)- $c(2 \times 2)$, формирующейся перед высокотемпературным синтезом графена [4], либо с направлением ступеней на вицинальной подложке [5].

Использование вицинальной поверхности SiC(001)/ 2° -off Si(001) позволило синтезировать систему нанодоменов трехслойного графена с одним предпочтительным направлением междоменных границ, совпадающим с направлением ступеней (рис. 1(a,b)). Детальный анализ данных СТМ высокого разрешения показал, что кристаллические решетки в соседних нанодоменах асимметрично развернуты на углы 10 и 17 градусов относительно междоменной границы (Gr_L и Gr_R на рис. 1(c)), которая повернута на 3.5° относительно одного из направлений $\langle 110 \rangle$. Как показано на рис. 1(d,e), такая асимметрия доменов приводит к формированию структуры, состоящей из искаженных пяти- и семиугольников, с периодом 1.37 нм вдоль междоменной границы.

Транспортные измерения демонстрируют, что формирование такой упорядоченной системы нанодоменов приводит к открытию транспортной

щели в графене на SiC(001) при температурах ниже 100 К [5]. Электрические контакты для проведения транспортных измерений наносились на наноструктурированный графен на поверхности SiC(001) с помощью электронной литографии, расстояние между контактами не превышало 30 нм. На Рис. 1(g,h) показаны вольт-амперные характеристики наноструктурированного графена, измеренные в диапазоне температур 10—300 К. Открытие транспортной щели при низких температурах проиллюстрировано на Рис. 1(i) с помощью dI/dV характеристик, измеренных при 10, 50 и 100 К. Величина транспортной щели превышает 1 эВ при 50 и 10 К и составляет приблизительно 0.3 эВ при 100 К.

Работа выполнена при поддержке программ Президиума РАН, грантов РФФИ (проекты № 14-02-01234, 14-02-00949) и гранта Марии Кюри Европейской рамочной программы FP7.

Литература

1. Aristov V.Yu., Urbanik G., Kummer K. *et al.* // Nano Letters, V. 10, 992 (2010).
2. Ouerghi A., Ridene M., Balan A. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 83, 205429 (2011).
3. Chaika A.N., Molodtsova O.V., Zakharov A.A. *et al.* // Nano Res., V. 6, 562 (2013).
4. Chaika A.N., Molodtsova O.V., Zakharov A.A. *et al.* // Nanotechnology, V. 25, 135605 (2014).
5. Wu H.-C., Chaika A. N., Huang T.-W. *et al.* // ACS Nano, V. 9, 8967 (2015).

Вклад электронной структуры острия и атомов приповерхностных слоев в СТМ-изображения $Gd_3Si_5/Si(111)$ атомного разрешения

А.Н. Чайка^{1,*}, О. Lübben², J.I. Cerdá³, И.В. Швец²

¹ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия

² CRANN, School of Physics, Trinity College, Dublin 2, Ireland

³ Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid, ICMM-CSIC, Cantoblanco, 28049 Madrid, Spain

*chaika@issp.ac.ru

Представлены результаты исследований ультратонких слоев силицида гадолиния $Gd_3Si_5/Si(111)$, выполненных методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) с использованием зондов с различной структурой. Результаты СТМ-экспериментов и теоретических расчетов с учетом реальной структуры острия демонстрируют особенности формирования СТМ-изображений при различной электронной структуре острия и параметрах туннелирования (напряжении и расстоянии между зондом и поверхностью образца). Проведенные исследования демонстрируют необычно высокую чувствительность СТМ к атомной структуре приповерхностных слоев силицида гадолиния, расположенных на расстоянии до 1 нм под поверхностным слоем атомов кремния.

Тонкие эпитаксиальные пленки силицидов редкоземельных металлов на поверхности $Si(111)$ активно исследовались из-за их уникальных свойств, например малой величины барьера Шоттки, малого различия в параметрах решетки и резкого интерфейса между слоями силицидов и подложки. Предыдущие исследования показали, что силициды различных редкоземельных элементов имеют одинаковую атомную структуру, состоящую из бислоя атомов кремния со структурой (1×1) на поверхности и чередующихся слоев атомов редкоземельного элемента и графитоподобных слоев атомов кремния с упорядоченной решеткой вакансий типа $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ [1,2]. Как показано в работе [3], возможны две различные модели атомной структуры слоев $Gd_3Si_5/Si(111)$. В одном случае вакансии верхнего приповерхностного слоя располагаются под верхним атомом кремния поверхностного бислоя (модель *p6* на Рис. 1), в другом – под нижним атомом бислоя (модель *p3m* на Рис. 1). Вакансии во втором приповерхностном слое могут располагаться либо под вакансией, либо под атомом кремния первого приповерхностного слоя, как показано на Рис. 2(с). Во втором случае вакансии в объеме формируют решетку, в которой соседние слои атомов кремния повернуты друг относительно друга на определенный угол (60° , 120° , 180°).

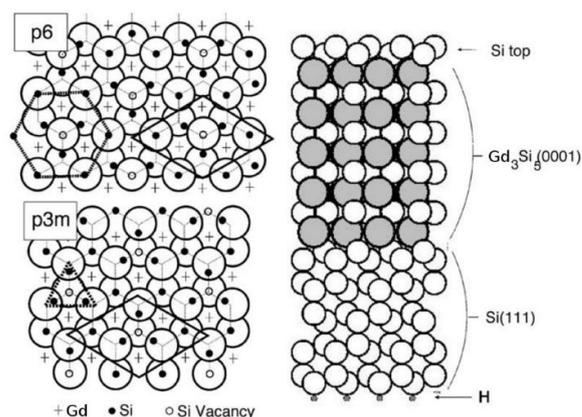


Рис. 1. Вид сбоку (правая панель) и сверху (левая панель) двух моделей слоев силицида гадолиния Gd_3Si_5 на $Si(111)$, отвечающих расположению вакансий атомов кремния под верхним (*p6*) и нижним (*p3m*) атомом кремния поверхностного бислоя

В данной работе проведены исследования зависимостей СТМ-изображений атомного разрешения ультратонких (несколько атомных слоев) пленок силицида гадолиния Gd_3Si_5 , выращенных на поверхности $Si(111)$ в условиях сверхвысокого вакуума, от параметров туннелирования (в особенности, от величины туннельного промежутка). Эксперименты выполнены с использованием чистых и терминированных атомом адсорбата (предположительно, кислорода) вольфрамовых зондов. Для интерпретации экспериментальных данных выполне-

ны теоретические расчеты с учетом реальной структуры зонда СТМ, выходящие за рамки традиционного метода Терсоффа и Хаманна [4]. Симуляции СТМ-изображений были выполнены для различных величин туннельного напряжения и сопротивления туннельного промежутка, а также четырех возможных вариантов расположения решеток вакансий в соседних графитоподобных приповерхностных слоях.

Полученные результаты демонстрируют сильную зависимость СТМ-изображений атомного разрешения, измеренных при малых величинах туннельного промежутка, от электронной структуры острия и атомной структуры нескольких приповерхностных слоев атомов силицида гадолиния. Теоретические расчеты и результаты СТМ-экспериментов показывают высокую чувствительность СТМ к атомной структуре одновременно нескольких (как минимум, пяти) приповерхностных слоев, расположенных на глубине до 1 нм под поверхностным слоем атомов кремния. Решетка вакансий атомов кремния в пяти приповерхностных слоях под почти идеальным поверхностным бислоем атомов кремния со структурой типа (1×1) объясняет СТМ-изображения со структурой типа $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ (Рис. 2). Поворот решетки вакансий в приповерхностных слоях приводит к неэквивалентности атомов поверхности и, как следствие, появлению трех подрешеток атомов с различной плотностью электронных состояний. Эти три различные подрешетки обозначены как Si_1 , Si_2 , Si_3 на поперечных сечениях экспериментальных СТМ-изображений, показанных на Рис. 2 (a,b).

Результаты экспериментов и теоретических расчетов показывают, что наиболее точная информация о структуре поверхности и приповерхностных слоев силицида гадолиния может быть получена при использовании чистого зонда $W[110]$, малых туннельных напряжениях и расстояниях «зонд-поверхность» (Рис. 2(d), левая панель). СТМ-изображения, измеренные вольфрамовым зондом с атомом кислорода на острие, при больших туннельных напряжениях и расстояниях «зонд-образец» также отражают структуру поверхности и решетки вакансий в приповерхностных слоях (Рис. 2(b)), однако положение особенностей в этом случае не соответствует истинному положению атомов кремния поверхностного слоя. При малых величинах туннельного промежутка использование модифицированных атомом кислорода вольфрамовых

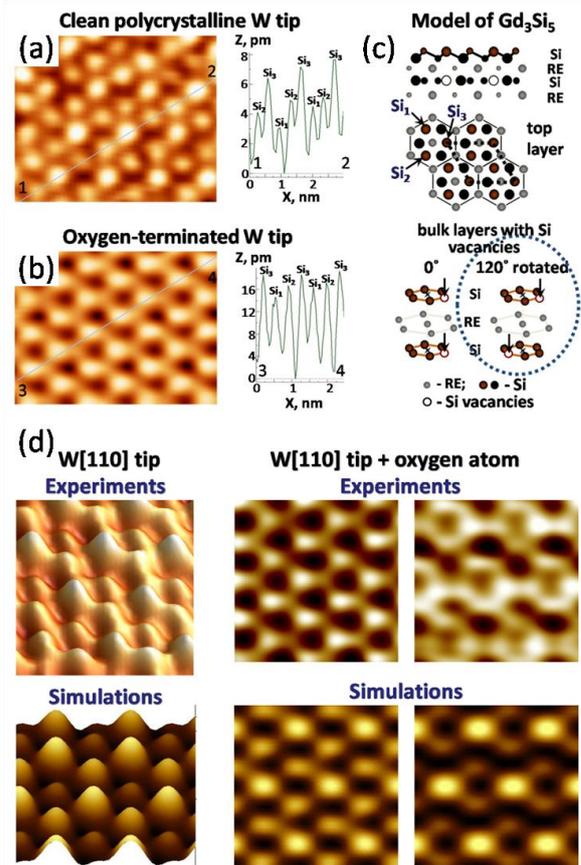


Рис. 2. (a,b) СТМ-изображения слоев силицида гадолиния $Gd_3Si_5/Si(111)$, измеренные вольфрамовым зондом с атомом вольфрама (a) и кислорода (b) на острие, и поперечные сечения, демонстрирующие наличие трех решеток неэквивалентных особенностей. (c) Модель р6 силицида гадолиния Gd_3Si_5 с повернутыми на 120° решетками вакансий в соседних слоях. (d) Сравнение экспериментальных СТМ-изображений с результатами теоретических расчетов для модели поверхности, показанной на панели (c), и двух различных зондов $W[110]$ (с атомом вольфрама и кислорода на острие)

зондов может приводить к наблюдению асимметричных особенностей, отражающих электронную структуру острия, а не поверхности (правые изображения на Рис. 2(d)).

Работа выполнена при поддержке программ Президиума РАН, гранта РФФИ № 14-02-01234 и гранта Марии Кюри Европейской рамочной программы FP7.

Литература

1. Roge T.P., Palmino F., Savall C. *et al.* // Phys. Rev. B, V. 51, 10998 (1995).
2. Martin-Gago J.A., Gómez-Rodríguez J.M., Veulien J.Y. *et al.* // Surf. Sci., V. 366, 491 (1996).
3. Rogero C., Martin-Gago J.A., Cerda J.I. // Phys. Rev. B, V. 74, 121404 (2006).
4. Tersoff J. and Hamann D.R. // Phys. Rev. Lett., V. 50, 1998 (1983).

СТМ-исследования регулярной системы ступеней на вицинальной поверхности Si(557)

А.Н. Чайка*, А.М. Ионов, А.Н. Мягков, В.Н. Семенов, С.И. Божко

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия

*chaika@issp.ac.ru

Методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и дифракции медленных электронов исследованы условия формирования регулярных систем ступеней на чистых поверхностях Si(hhm). Результаты проведенных исследований демонстрируют возможность создания регулярных ступенчатых матриц, не имеющих сбоев периодичности атомного масштаба на участках поверхности Si(557), с латеральными размерами более 0.5 мкм. Исследована атомная структура регулярной системы «тройных» ступеней на чистой поверхности Si(557)7×7. Данные СТМ с атомным разрешением свидетельствуют о наличии нескольких различных конфигураций «тройных» ступеней на упорядоченной вицинальной поверхности Si(557).

Использование естественного рельефа ступенчатых поверхностей кремния Si(hhm) представляется привлекательным способом создания периодических упорядоченных систем низкоразмерных (1D, 2D) объектов с контролируемыми размерами на полупроводниковой подложке. Возможность приготовления регулярной на атомном уровне системы ступеней высотой в три межплоскостных расстояния («тройных» ступеней) с периодом около 6 нм на чистой поверхности Si(557) впервые была продемонстрирована в работе [1]. Такая ступенчатая поверхность может быть использована для создания низкоразмерных структур атомов металлов и молекулярных структур с уникальными физическими свойствами. Несмотря на значительное количество исследований систем «металл/Si(557)», атомная структура чистой поверхности Si(557) до сих пор обсуждается в литературе [1-4]. Основными целями данной работы являлись отработка методики формирования упорядоченных структур на базе атомно-чистых поверхностей кремния Si(557)7×7 и исследование их атомной структуры с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и дифракции медленных электронов (ДМЭ).

Согласно предыдущим исследованиям, несколько различных регулярных систем ступеней с локальными ориентациями поверхности Si(557) [1-3], Si(7 7 10) [4] и Si(223) [5,6] могут быть получены на пластинах с макроскопической ориентацией поверхности Si(557). Как следует из работ [1,4], использование одинаковой процедуры термообработки вицинальных поверхностей кремния с одинако-

вым начальным отклонением от плоскости (111) может приводить к формированию различных систем ступеней с периодами 5.7 нм [1] и 5.3 нм [4]. Как показали наши исследования [5,6], расхождения в имеющихся литературных данных могут быть связаны с формированием систем ступеней различной периодичности на поверхностях с одинаковым отклонением от плоскости Si(111). В частности, изменение ширины террас может происходить в случае длительного отжига чистой поверхности Si(557) вблизи температуры фазового перехода 1×1→7×7. Для минимизации эффектов массопереноса при подготовке чистой поверхности Si(557) нами была использована специальная процедура термообработки образцов в условиях сверхвысокого вакуума с использованием электрического тока, направленного перпендикулярно ребрам ступеней (вверх по ступеням). Сначала образец дегазировался длительное время (15-20 часов) при температурах, не превышавших 650°C, чтобы не нарушить защитный оксидный слой на поверхности образца. Затем осуществлялся кратковременный нагрев образца до 1250--1300°C, быстрое охлаждение до 900--950°C и медленное охлаждение до 600--650°C с последующим длительным отжигом при этих температурах. Использование такой процедуры термообработки позволяло воспроизводимо получать поверхности Si(557)7×7 с регулярными на атомном уровне системами ступеней и минимальным отклонением от начальной ориентации поверхности образца. В качестве примера на Рис. 1(а) показано СТМ-изображение участка поверхности Si(557), на котором наблюдается лишь один сбой периодично-

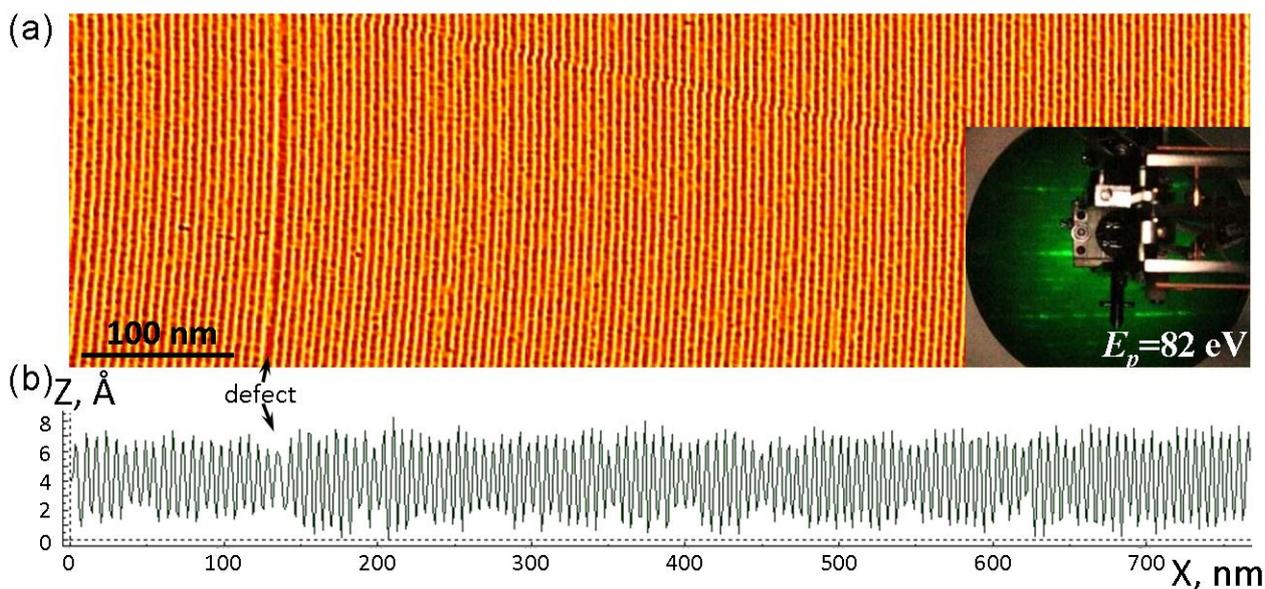


Рис. 1. (а) СТМ-изображение регулярной системы ступеней, приготовленной на чистой поверхности Si(557). Врезка: картина ДМЭ, измеренная на Si(557) при энергии падающих электронов $E_p=82$ эВ. (б) Поперечное сечение СТМ-изображения на панели (а). Стрелками указан сбой периодичности ступеней на величину, равную одному межатомному расстоянию

сти ступеней на величину, равную одному межатомному расстоянию в монокристалле кремния. Регулярность приготовленной системы ступеней и величина наблюдающегося сбоя периодичности дополнительно иллюстрируются с помощью поперечного сечения СТМ-изображения поверхности Si(557), показанного на Рис. 1(б).

Согласно данным СТМ и ДМЭ, приготовленная система ступеней с периодом 5.9 ± 0.2 нм, наиболее вероятно, отвечает локальной ориентации поверхности Si(557). СТМ-исследования с атомным разрешением показали, что даже для таких регулярных систем ступеней на поверхности Si(557) наблюдаются несколько различных конфигураций «тройных» ступеней и террас, которые позволяют поддерживать одинаковую периодичность ступеней на площадях с латеральными размерами микронного масштаба (Рис. 1). Данные СТМ атомного разрешения показали, что во всех случаях «тройные» ступени состоят из моноатомной ступени, небольшой террасы с ориентацией поверхности (111) и «двой-

ной» ступени с ориентацией близкой к (113). Как показали наши СТМ-исследования, мини-терраса между моноатомной и двойной ступенями может иметь разную структуру в зависимости от ширины основной террасы Si(111) 7×7 и наличия ряда атомов после «двойной» ступени.

Литература

1. Kirakosian A., Bennewitz R., Crain J.N. *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 79, 1608 (2001).
2. Henzler M. and Zhachuk R. // *Thin Solid Films*, V. 428, 129 (2003).
3. Oh D.-H., Kim M.K., Nam J.H. *et al.* // *Phys. Rev. B*, V. 77, 155430 (2008).
4. Teys S.A., Romanyuk K.N., Zhachuk R.A. *et al.* // *Surf. Sci.*, V. 600, 4878 (2006).
5. Chaika A.N., Fokin D.A., Bozhko S.I. *et al.* // *J. Appl. Phys.*, V. 105, 034304 (2009).
6. Chaika A.N., Fokin D.A., Bozhko S.I. *et al.* // *Surf. Sci.*, V. 603, 752 (2009).

Спин-поляризованный ток и перпендикулярная к плоскости спиновая поляризация, индуцированные в магнитно-допированном топологическом изоляторе циркулярно-поляризованным синхротронным излучением

А.М. Шикин^{1*}, А.А. Рыбкина¹, И.И. Климовских¹, М.В. Филянина¹, К.А. Кох^{1,2},
О.Е. Терещенко^{1,2,3}, П.Н. Скирдков^{4,5}, К.А. Звездин^{4,5}, А.К. Звездин^{4,5}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504.

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090.

³ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, Новосибирск, 630090.

⁴ Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Москва, 119991.

⁵ Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, 141700.

*ashikin@inbox.ru

Проведены исследования возможности генерации спин-поляризованных токов циркулярно-поляризованным синхротронным излучением и намагнитченности, индуцированной перпендикулярно к плоскости поляризации в магнитно-допированном топологическом изоляторе, обусловленных селективной депопуляцией топологических состояний противоположных ветвей дираковского конуса. Представлены теоретические оценки формируемых спин-поляризованных токов и индуцированной намагнитченности

Топологические изоляторы с топологически защищёнными поверхностными состояниями рассматриваются в настоящее время как наиболее перспективные материалы для создания спиновых токов и их контролируемого управления. Любой дисбаланс в заселенности состояний на противоположных ветвях дираковского конуса, характеризующихся противоположной ориентацией спинов, сопровождается генерацией спин-поляризованных токов. В данной работе для создания дисбаланса в заселенности топологических состояний и генерации соответствующих спин-поляризованных токов предлагается использовать циркулярно-поляризованное синхротронное излучение. В этом случае фотовозбуждение электронов с противоположных ветвей дираковского конуса с использованием излучения с противоположной циркулярной поляризацией приводит (вследствие соответствующих дипольных правил отбора) к селективной генерации дырок на уровне Ферми с противоположной спиновой ориентацией. Т.к. топологические состояния и уровень Ферми локализованы в области объемной запрещенной зоны и имеют металлический характер, то генерируемые при фотовозбуждении дырки будут компенсироваться электронами с уровня Ферми заполненных топологических состояний с других участков поверхности, вне области облучения син-

хротронным излучением. Формируемый компенсационный ток, протекающий по поверхностным топологическим состояниям, будет автоматически спин-поляризованным со спиновой ориентацией и направлением, изменяемым на противоположное в зависимости от направления циркулярной поляризации синхротронного излучения (рис. 1).

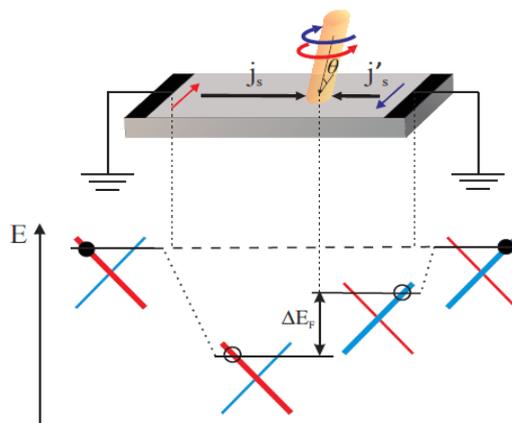


Рис. 1. Генерация дырок на противоположных ветвях дираковского конуса при фотовозбуждении циркулярно-поляризованным синхротронным излучением с противоположной циркулярной поляризацией и соответствующее перераспределение электрохимического потенциала при генерации дырок, приводящее к созданию компенсирующих спин-поляризованных токов противоположного направления и спиновой ориентации

Данные процессы сопровождаются перераспределением электрохимического потенциала вдоль поверхности, которое проявляется в сдвиге ветвей дираковского конуса по энергии в экспериментальных фотоэлектронных спектрах (рис.1). Генерируемый спин-поляризованный ток может индуцировать перпендикулярную к плоскости намагниченность. В данной работе это было экспериментально проверено для магнитно-допированного топологического изолятора со стехиометрией $\text{Bi}_{1.37}\text{V}_{0.03}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_2\text{Se}$. На рис. 2.a,b представлены соответствующие спектры со спиновым разрешением (при $k_{\parallel} = 0$), показывающие наличие перпендикулярной спиновой поляризации и переключение направления спиновой поляризации при фотовозбуждении излучением с противоположной циркулярной поляризацией. Спектры измерены при комнатной температуре. При этом использование линейной поляризации (рис. 2.c) не сопровождается формированием заметной перпендикулярной спиновой поляризации. Индуцированная перпендикулярная намагниченность должна проявляться в формировании локальной запрещенной зоны в области точки Дирака. На рис. 2.d,e представлены соответствующие спин-интегрированные спектры, показывающие разложение на две спектральные компоненты в точке Дирака. Это подтверждает формирование энергетической щели при фотовозбуждении циркулярно-поляризованным синхротронным излучением даже при комнатной температуре.

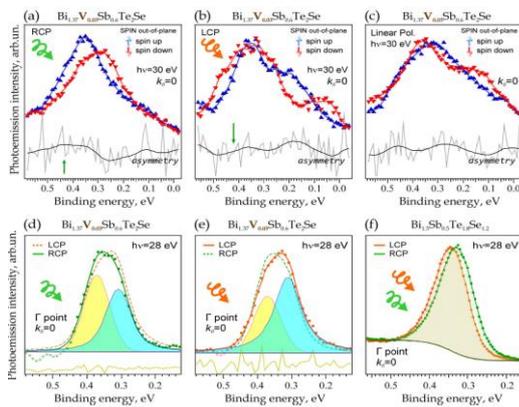


Рис. 2. (a,b,c) – Фотоэлектронные спектры со спиновым разрешением, измеренные в точке Дирака для $\text{Bi}_{1.37}\text{V}_{0.03}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_2\text{Se}$ в направлении, перпендикулярном к плоскости, при использовании синхротронного излучения с различной поляризацией. (d,e) – Соответствующие спектры, интегрированные по спину, и (f) – спектры для топологического изолятора без магнитного допирования

Для топологического изолятора без магнитного допирования щели не формируется (рис. 2.f).

Можно оценить генерируемый спин-поляризованный ток в простейшем приближении как $j_s \approx \pm eP(t)\tau V_D$, где $P(t)$ матричный элемент перехода, $P(t)\tau$ определяет количество дырок, генерируемых циркулярно-поляризованным синхротронным излучением, которое может быть оценено

$$P(t)\tau = \sum_k n_k = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{E_F}^{E_F'} d\vec{k} = \frac{E_F'}{2\pi\hbar^2 V_D^2} \Delta E_F, \quad (\Phi 1)$$

где $\Delta E_F = E_F' - E_F$ измеренный энергетический сдвиг края Ферми при фотовозбуждении. Если использовать экспериментальные значения $\Delta E_F = E_F' - E_F$, $\Delta E_F = 2 - 5 \text{ meV}$ и $V_D = 6.9 \times 10^6 \text{ cm/s}$, то это дает величину генерируемого спин-поляризованного тока на уровне $j_s = 3 - 10 \text{ A/cm}$.

Генерируемый спин-поляризованный ток индуцирует нескомпенсированную спиновую поляризацию в направлении перпендикулярно поверхности $\delta\vec{S} = \pm \hbar P(t)\tau \vec{n} / 2$, где \vec{n} – элементарный вектор в направлении вектора распространения света. Используя (1), получаем

$$\delta S_z = E_F \eta n_z \Delta E_F / 4\pi \hbar V_D^2 = \frac{1}{4\pi} \hbar \eta n_z k_F \Delta k_F, \quad (\Phi 2)$$

где n_z - проекция на ось, перпендикулярную поверхности. Спиновая аккумуляция индуцирует эффективное магнитное поле $h_{\text{eff}} = \Delta / 2\mu_B$, которое создает намагниченность V-атомов,

$$\delta S_z = \frac{\hbar}{2\mu_B} \chi_P h_{\text{eff}}, \quad \text{где } \chi_P = \frac{4\mu_B^2}{E_F} n. \quad (\Phi 3)$$

Здесь χ_P - магнитная восприимчивость Паули для топологических состояний. Результирующую индуцированную намагниченность можно оценить

$$\delta m_z^V = \frac{\chi_V \mu_B k_F \Delta k_F}{\chi_P 2\pi} n_z \eta \zeta, \quad \text{где } \chi_V \approx \frac{g_V \mu_B^2}{3kT} n_V \quad (\Phi 4)$$

Здесь χ_V – магнитная восприимчивость V-ионов, n_V – концентрация V-атомов. При использовании синхротронного излучения с противоположной циркулярной поляризацией перпендикулярная поляризация меняет свой знак.

Работа выполнена в рамках грантов поддержки научных исследований Санкт-Петербургского государственного университета (11.38.271.2014 и 15.61.202.2015).

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Long-Living Mossbauer Localized Modes

V.A. Belyakov

Landau Institute for Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences, 142432, Chernogolovka, Moscow region.

bel@landau.ac.ru

A brief survey of the recent progress in the quantum X-Ray optics and original results on the Mossbauer localized edge modes (MEM) are presented. The long-living MEMs are theoretically investigated in the first time in the framework of quantum approach. Analytic expression for the MEM life-time is found for thick crystalline layers and shown that the inelastic nuclear channel is suppressed and the Mossbauer level life-time is increasing with increase of the layer thickness. Possible applications of the found results to the MEM experimental observation and options for super high X-ray monochromatization by means of localized modes are briefly discussed.

Introduction

The problem of electromagnetic waves localization in periodic media is best of all studied for the optical wave length range [1]. Some essential and useful for applications effects due to this localization were revealed and observed [1-4]. Recent developments of the radiation sources (Synchrotron radiation (SR), Synchrotron Mossbauer source and Free electron laser (FEL)) give favorable perspectives for observations of the X-Ray quantum optics effects [5] and X-ray localized modes (XLM). The reported experimental achievements in this field [5-8] showed that there is an essential specific for the XLMs compared with the optical range. In particular, a very high monochromatization of X-Ray (order of 1 meV at energy order of 10 keV) [9] and very perfect samples are needed. The high photon monochromatization in the X-Ray wave length range is easily achievable in the case of Mossbauer radiation. In what is following the localized edge Mossbauer Modes (MEM) are theoretically investigated in the first time in the framework of quantum approach for a model of continuous short-periodical locally anisotropic helical structure containing Mossbauer nuclei for the wave-length of Mossbauer quanta close to the pitch of the helical structure under the conditions of resonant absorption and reemission of the quanta by the Mossbauer nuclei (see also [9]).

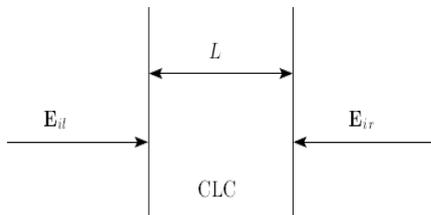


Fig. 1. Schematic of MEM structure

General approach

For the beginning, however, let us obtain the MEM dispersion equation in the conventional approach [9]. The specific of MEM compared with the X-ray edge mode (XEM) is connected with a strong resonant nuclear interaction of Mossbauer radiation with nuclei of Mossbauer isotope present in the sample. An important property of Mossbauer resonant scattering is a very sharp resonance.

In the expression for depending on the frequency ω dielectric tensor $\epsilon_M(\omega)$ for the Mossbauer radiation

$$\epsilon_M(\omega) = 1 + (4\pi/k^2) f_M(\omega) N_M, \quad (1)$$

where N_M is the density of Mossbauer nuclei, and k is the wave vector of Mossbauer radiation we have to use the explicit expression for the elastic Mossbauer forward scattering amplitude $f_M(\omega)$ given, for example in [3, 9]. At the present stage of investigations it is reasonable to use the mentioned above model and the effective dielectric constant for Mossbauer radiation related to the scattering amplitude by the Eq. (1). We shall find the dispersion equation for MEM for the layer presented at Fig.1 with harmonic rotation of the dielectric anisotropy direction (with the local value of anisotropy δ) along the axis perpendicular to the layer surfaces in the approach similar to the one in [2]. The typical value of the anisotropy amplitude δ for Mossbauer radiation is $10^{-3}-10^{-4}$. Because in the first approximation the real part of MEM frequency ω_{EM} is coinciding with Mossbauer frequency ω_M (due to the sharpness of Mossbauer resonance) the MEM dispersion equation determines the $\text{Im}[\omega_{EM}]$ by the formula:

$$\text{tg}qL = i(qt/k_0^2) / [(t/2k_0)^2 + (q/k_0)^2 - 1], \quad (2)$$

where $t = 4\pi/p$, with the spiral pitch p found from the ω_M value [9], $k_0 = \omega_M \epsilon_0^{1/2} / c$, c is the speed of light, L is the layer thickness and ϵ determining ϵ_0 is given by Eq.(1), $q = k_0 \{ 1 + (t/2k_0)^2 - [(t/k_0)^2 + \delta^2]^{1/2} \}^{1/2}$, $\epsilon_0 = (\epsilon_{||} + \epsilon_{\perp}) / 2$, $\delta = (\epsilon_{||} - \epsilon_{\perp}) / (\epsilon_{||} + \epsilon_{\perp})$, and $\epsilon_{||}$, ϵ_{\perp} are the principal values of Mossbauer dielectric tensor.

A direct way of finding MEM life-time is solution of dispersion equation (2) relative to the small parameter Δ determining $\text{Im}[\omega_{EM}]$: $\omega_{EM} = \omega_M(1+i\Delta)$. In the general case the solution of Eq. (2) may be found only numerically. However, for a thick layer an analytic solution for the MEM life-time τ_{EM} is found [2]:

$$\tau_{EM} = (L/c)(L\delta/pn)^2, \quad (3)$$

where $n = 1, 2, 3, \dots$ is the MEM number.

To get rid of the classical limitation we shall follow to the quantum approach to the problem developed for the optical wave length range in [10]. The following states and

the corresponding wave functions are involved in the consideration of MEM. The state with nonexcited Mossbauer nuclei and the electromagnetic field (photon) of MEM in the sample and the state with coherently excited Mossbauer nuclei without of the electromagnetic field (photon) of MEM in the sample ($(\Psi_{EM}^P = |0; \{f1^P\}\rangle$ and $\Psi_{EM}^N = |1; \{f0^P\}\rangle$ are the corresponding wavefunction, respectively). The following superposition of the wave functions corresponds to the MEM state in a sample:

$$\Psi_{EM} = A_P \Psi_{EM}^P + A_N \Psi_{EM}^N. \quad (4)$$

The coefficients in (4) as well the MEM life-time and the shift of resonant frequency (so called Lamb shift) have to be found from the solution of the quantum problem [10]. The Lamb shift and the narrowing (broadening) of the transition, i.e. the changes of the MEM life-time, in this approach are directly connected to the density of the photon states (DOS) close to the MEM frequency ω_{EM} and may be calculated according the Eqs.(26), (27) in [10]. The problem of DOS finding is a separate sufficiently complicated task, which is out of the present study scope. However, some approximate information on the coefficients $|A_P|^2$ and $|A_N|^2$ may be found without a complete solving of the quantum problem. It is naturally to assume that $|A_N|^2$ is proportional to τ_M and $|A_P|^2$ is proportional to τ_{EM} where τ_M and τ_{EM} are the life-times of Mossbauer excited state and of MEM obtained from the conventional approach to the problem [2], respectively. Under this assumptions the coefficients A_P and A_N satisfy the following relation.

$$\begin{aligned} |A_N|^2 &= \tau_M / (\tau_M + \tau_{EM}), \\ |A_P|^2 &= \tau_{EM} / (\tau_M + \tau_{EM}). \end{aligned} \quad (5)$$

If the sample thickness (L) is large and $\tau_M \ll \tau_{EM}$ the Eq. (5) results in the following expressions for the Mossbauer excited state life-times in the MEM relative to the elastic (photon emission) τ_M^0 and inelastic (electron conversion) τ_C^0 life-times for an individual nucleus:

$$\begin{aligned} \tau_M &= \tau_M^0 (1 + \tau_{EM} / \tau_M^0), \\ \tau_C &= \tau_C^0 (1 + \tau_{EM} / \tau_C^0). \end{aligned} \quad (6)$$

So, the life-times of nuclear processes are effectively changed in the MEM. For thick samples the Eq. (6) results in the following dependencies for the nuclear life-times on the sample thickness L $\tau_M \sim L^3$, $\tau_C \sim L^3$.

Discussion

The obtained results show that the localized Mossbauer modes allow to study effectively the photon-matter interaction. In particular, MEM may influence the Mossbauer level life-time. So, the Mossbauer level life-time in MEM may exceed the excited Mossbauer nucleus life-time relative to the internal electron con-

version. However, obtaining of a structure suitable for the MEM observation occurs to be a rather difficult task (assuming a very precise connection between ω_M and p [9]). It is why studies of localized Mossbauer modes at defect structure look as more promising because the mentioned connection between ω_M and p is not so rigid for the defect localized modes [2]. As a promising XLM application option looks a super high monochromatization of X-Rays. A monochromatization in the interval between 10 meV (accessible to conventional monochromators) and 1 neV (accessible to the Mossbauer spectroscopy) [11] may be achieved by application of XLMs. According to the Eq. (3) the energy width of XEM line is inversely proportional to L^3 and for thick perfect samples the monochromatization may fit the mention above interval. However, due to the X-Ray absorption only light chemical compounds are good candidates for the super high monochromatization (H, Li, Be, B, C and so on crystals). For example, a diamond single crystal sample of 50 μm thickness may be applied for reaching a monochromatization up to 10 μeV at the X-Ray energy 3 keV. Note, that a such high degree of monochromatization may be detected by the way accepted in the Mossbauer spectroscopy, i.e. with the help of Dopler effect. It should be noted that a similar in the nature to the studied above change of the Mossbauer life-time (superradiance) was experimentally observed in [7]. And finally, the obtained above results are applicable as in the high resolution X-Ray optics in general so for the developing "Nuclear Quantum Optics" [12].

The work is supported by the RFBR grants 16-02-0679_a and 16-02-0295_a.

References

1. Kopp V.I., Zhang Z.-Q., Genack A.Z. // Prog. QuantElectron. 2003. V. 27, n 6. P. 369.
2. Belyakov V.A. // MCLC. 2015. 612, 81.
3. Belyakov V.A. // Diffraction Optics of Complex Structured. Periodic Media Springer Verlag. New York: US, 1992.
4. Ивченко Е.Л., Поддубный А.Н. // ФТТ, 55, 833 (english translation: Physics of the Solid state. 2013. V. 55. P. 905).
5. Adams B.W., et al. // Jn. Modern Optics. 2013. 60, 2.
6. Ostashev V.I., et al. // Optics Comm. 1998. 155, 17.
7. Rohlsberger R., et al. // Science. 2010. 328. 1248.
8. Heeger K.P. // arXiv: 1409.0365v1 [quant-ph] 1 Sep 2014.
9. Belyakov V.A. // Proc. of XVII Intern. Symposium Nanophysics and Microelectronics, Nizhnii Novgorod, V.1, p.268 (2013).
10. Perlin E.Yu. // Opt. Spectrosc., 98, 320 (2005).
11. Potapkin V., Chumakov A.I., Smirnov G.V., et al. // Phys. Rev.A. 2012. 86, 053808.
12. Kocharovskaya O., et al. // Nature. 2014. 508, 80.

Development and characterization of multilayer optics for SR, FEL and space applications in EUV and X-ray range

E. Meltchakov*, F. Delmotte, R. Mercier, S. de Rossi, C. Burcklen, M. Dehlinger, M. Roulliy, A. Jérôme, F. Bridou, F. Varniere

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, 91127 Palaiseau, France.

*evgueni.meltchakov@institutoptique.fr

Since more than 35 years, *Laboratoire Charles Fabry* is involved in development of the EUV and X-ray multilayer optics for synchrotron radiation (SR) and free-electron lasers (FEL) facilities, high-order harmonics generation (HHG) sources, systems for plasma diagnostics and solar imaging.

A need for optical coatings with specific spectral characteristics and high temporal, thermal and radiation stability often requires a new approach to the multilayer design and optimization of deposition process including an interface and capping engineering. On the other hand, an evolution of multilayer structures, from regular two-component periodic ones to those made of more than two materials, bi-periodic and even non-periodic stacks, enables new optical functions of multilayer coatings, such as enhanced spectral purity or enlarged bandwidth, as well as a polarization and phase control of reflected radiation.

We will report here on progress in the multilayer optics development at *Laboratoire Charles Fabry*. We will present recent results and discuss some aspects of design, optimization, fabrication and characterization of

multilayer mirrors for various applications in the X-ray and EUV range.

In particular, in the spectral range from 17 to 40 nm, we have developed highly reflective and stable Al-based multilayer coatings, which were qualified for the EUV solar imaging telescopes of a future space mission Solar Orbiter (to be launched in 2018). The mirrors for FSI (Full Sun Imager) and HRI (High Resolution Imager) telescopes of Solar Orbiter have been entirely fabricated in our laboratory. They are coated with Al/Mo/SiC multilayers systems whose efficiency is significantly higher in the spectral range mentioned above than that of the Mo/Si multilayers used in the most of previous and on-going space missions. The Al-based multilayers manifest a good temporal stability of optical and structural parameters over the period of observation of about 5 years. The thermal stability of the multilayers and their resistivity to proton irradiation were also found satisfactory [1].

References

1. F. Delmotte, E. Meltchakov, S. de Rossi, *et al.* // Proceeding SPIE V. 8862, 88620A (2013).

Восстановление профиля поверхности с помощью двухлучевого поляризационного интерферометра

А.А. Ахсахалян¹, А.Д. Ахсахалян^{1§}, П.В. Волков¹, А.В. Горюнов¹, А.Ю. Лукьянов^{1*}, А.Д. Тертышник¹, М.Н. Торопов¹, В.В. Чернов²

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

² Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

*luk@ipmras.ru, §akh@ipmras.ru

Представлены последние результаты по восстановлению профилей поверхностей по данным измерений, полученным с помощью двухлучевого поляризационного интерферометра Жамена-Лебедева, работающего по дифференциальной методике. Достигнутая точность измерения локального угла поворота отражающей плоскости составила 10^{-5} радиан при уровне шума менее 10^{-6} радиан.

Введение

Проблема измерения профиля протяженных (50-300 мм) асферических поверхностей с точностью $dH < 100$ нм актуальна для многих областей науки и техники. В частности, точность изготовления фокусирующих рентгеновских зеркал определяется точностью измерения их формы поверхности. Поскольку существующие методы измерений обладают рядом ограничений, поиск новых способов измерений остаётся весьма актуальной задачей.

Ранее [1,2] нами были предложены новые методики измерений профиля поверхности, которые позволили избежать ошибок, связанных с колебаниями сканирующего устройства. В данной работе проведено сравнение различных методик измерения профиля поверхности с результатами, полученными на новом варианте двухлучевого поляризационного интерферометра Жамена-Лебедева, работающего в дифференциальном режиме.

Методика эксперимента

Интерферометр был установлен на сканирующее устройство, позволяющее перемещать образец с шагом 5 мкм. Измеряемым параметром являлась разность фаз между двумя пучками зондирующего света, пропорциональная разности расстояний от делителя пучка (пластинки Савара) до измеряемой поверхности, которая пропорциональна локальному углу наклона измеряемой поверхности.

Результаты и обсуждения

На рис.1 представлено изменение разности длин плеч поляризационного интерферометра от времени в условиях, когда сканирующее устройство неподвижно.

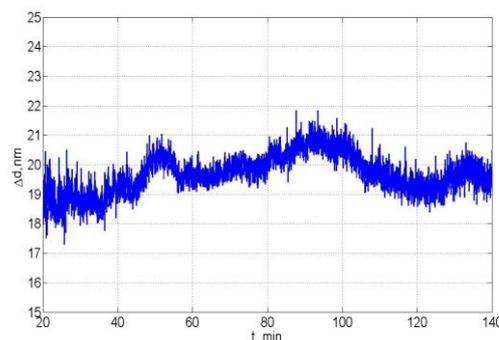


Рис. 1. Разность длин плеч интерферометра от времени

Видно, что уровень шумов и стабильность измерительной системы составляют около 1 нм и 4 нм соответственно, что в пересчёте на локальный угол наклона плоскости $7 \cdot 10^{-7}$ и $3 \cdot 10^{-6}$ радиан соответственно.

На рис.2 представлены результаты трёх последовательных измерений эталона плоскости из комплекта микроскопа Talysurf CCI 2000 и трёх последовательных измерений полосы, выступающей над поверхностью металла на высоту 20 нм. Указанная в паспорте эталона разность высот составляет 13 нм, что в пересчёте на изменение локального угла наклона поверхности составляет около 10^{-5}

радиан. Представленные данные позволяют оценить воспроизводимость положения сканирующего устройства. Регулярное изменение угла наклона плоскости эталона, составляющее около $4 \cdot 10^{-5}$ радиан, вызвано паразитным поворотом сканирующего устройства, также как периодические колебания, период которых (1 мм) совпадает с шагом микрометрического винта.

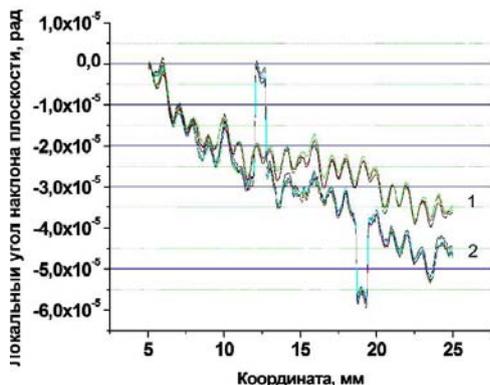


Рис. 2. Результат сканирования эталона плоскости (серия кривых 1) и полоски, выступающей над поверхностью на высоту 20 нм (серия кривых 2)

Последние воспроизводятся с точностью не хуже 5×10^{-6} радиан. Благодаря хорошей воспроизводимости паразитные повороты сканирующего устройства могут быть частично учтены. В результате точность измерений составила 10^{-5} радиан.

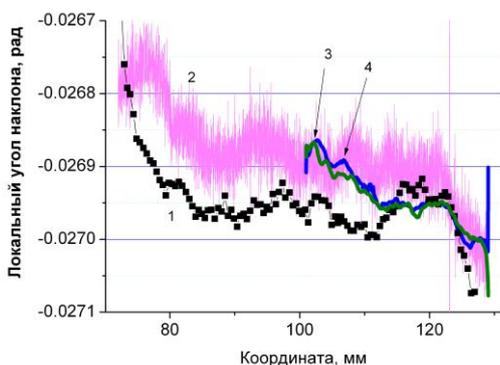


Рис. 3. Зависимость угла наклона поверхности цилиндрического зеркала от координаты

На рис.3 показаны результаты измерений цилиндрической поверхности, полученные различными способами. Кривая 1 – результаты триангуляционных измерений, выполненных относительно «эталонной» плоскости. Кривая 2 – 10 склеенных изображений, полученных с помощью интерферометра белого света Zygo New view 7300. Кривые 3 и 4 –

результаты, полученные с помощью поляризационного интерферометра с расстоянием между зондирующими пучками 1.4 мм и 0.7 мм соответственно (относительно эталона плоскости). Измерения с разными расстояниями между пучками совпадают друг с другом с точностью не хуже $2 \cdot 10^{-5}$ радиан, а с результатами, полученными на интерференционном микроскопе, – с точностью не хуже $5 \cdot 10^{-5}$ радиан.

На рис.4 показаны результаты измерений поверхности сферического зеркала, полученные различными способами. Данные совпадают с точностью не хуже 15 нм, что соответствует точности эталона плоскости.

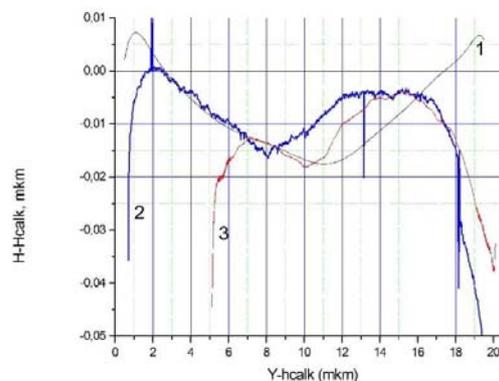


Рис. 4. Зависимость отклонения измеренного профиля поверхности от расчетного. Кривая 1 – результаты, полученные на интерферометре со сферической волной сравнения. Кривая 2 – 3 склеенных изображения, полученных на интерферометре белого света Zygo. Кривая 3 – результаты, полученные на поляризационном интерферометре

Таким образом, продемонстрированы хорошие потенциальные возможности предлагаемой методики измерений. Точность измерений локального угла наклона плоскости составила 10^{-5} радиан.

Литература

1. А.А. Ахсаляян, А.Д. Ахсаляян, П.В. Волков *и др.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2015, № 8, с. 16–19.
2. А.А. Ахсаляян, А.Д. Ахсаляян, П.В. Волков *и др.* // Труды XIX Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», г. Нижний Новгород, 10–14 марта 2015 г., том 1, с. 348-349.

Измерение формы поверхности эллипсоида вращения с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения

А.Д. Ахсахалян¹, И.В. Малышев^{1*}, М.Н. Торопов¹, Н.И. Чхало¹

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

*ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru

Для измерения формы поверхности эллипсоида вращения впервые применён интерферометр с дифракционной волной сравнения (ИДВС). Метод не является сканирующим, поэтому позволяет измерить всю поверхность за один кадр. Из-за скользящего падения лучей чувствительность интерферометра на один-два порядка хуже, чем в ИДВС, работающем по нормали, и составляет 3–30 нм в зависимости от угла $\alpha = 0.1^\circ\text{--}2^\circ$.

Для фокусировки или построения изображения в рентгеновском диапазоне наиболее светосильными являются многослойные зеркала в форме эллипсоидов вращения [1]. Изготовление таких зеркал является сложной задачей, причём одна из основных проблем – трудности измерения формы поверхности зеркала. В работе [2] для измерения формы использовался ряд сканирующих методик,

однако эти методики имеют недостаточную точность и весьма трудоёмкие. В данной работе для измерения формы эллипсоида вращения применён интерферометр с дифракционной волной сравнения [3], с успехом зарекомендовавший себя при измерении зеркал нормального падения, чувствительность интерферометра ~ 0.1 нм. Оптическая схема измерений приведена на рис. 1.

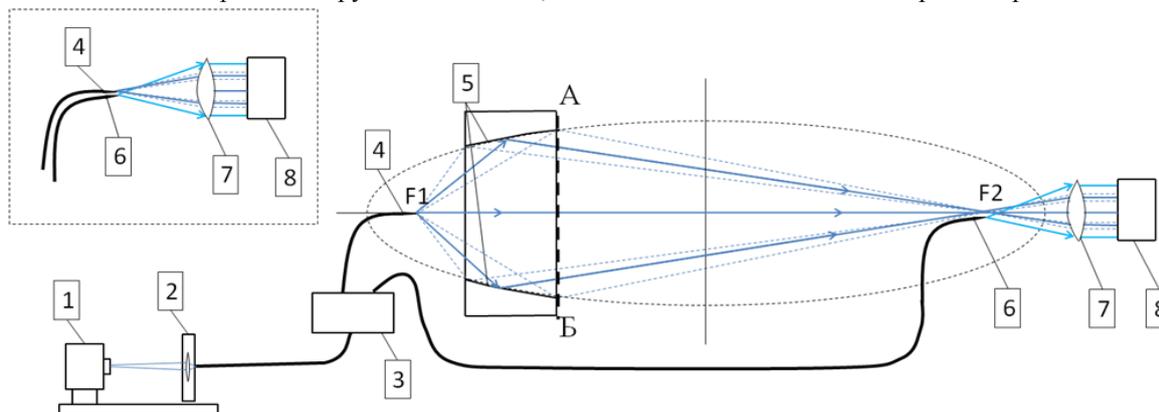


Рис. 1. Схема измерения формы поверхности эллипсоида вращения: 1 – полупроводниковый лазер, 2 – система завода излучения в оптоволокно, 3 – оптоволоконные делитель пучка и поляризационный контроллер, 4 – первый источник эталонной сферической волны, 5 – изучаемый эллипсоид вращения, 6 – второй источник эталонной сферической волны, 7 – наблюдательная система, 8 – ПЗС-камера

Свет лазера с помощью системы завода излучения направляется в оптоволокно, затем идёт через оптоволоконные делитель пучка и поляризационный контроллер до точки фокуса F1 эллипсоида. Там он выходит из зауженного до субволновых размеров оптического волокна в виде расходящегося сферического фронта. После отражения от изучаемого зеркала пучок попадает в фокус F2. При этом волновой фронт уже несёт в себе информацию о неровностях формы поверхности зеркала. К точке фокусировки F2 подво-

дится второй источник, когерентный с первым. Он формирует эталонную расходящуюся волну, интерферирующую с волной, пришедшей от зеркала. Наблюдательная система строит изображение плоскости А – Б, на фоне которого сформирована система интерференционных полос. По изгибам интерференционных полос с помощью полиномов Цернике строятся суммарные волновые aberrации системы. Из них вычитаются предварительно измеренные aberrации источников и наблюдательной системы и получаются

абберации зеркала. Последние проецируются на поверхность эллипсоида и масштабируются с учётом скользящего падения. В итоге получается карта отклонений реальной поверхности от расчётной – форма поверхности.

Настройка осуществлялась так. Рассчитывалось изображение зеркала (рис. 2а). Далее взаимное расположение первого источника и зеркала подстраивалось с помощью микровинтов так, чтобы форма и размеры реального изображения (рис. 2б) совпали с расчётом, и затем подстраивалось так, чтобы убрать астигматизм и дефокусировку (рис. 2с).

Преимуществом интерферометрии под скользящими углами по сравнению со сканирующими методами [4] является оперативность, т.к. вся поверхность измеряется за один снимок. Сшивка результатов измерений не требуется, значит, отсутствуют ошибки сшивки.

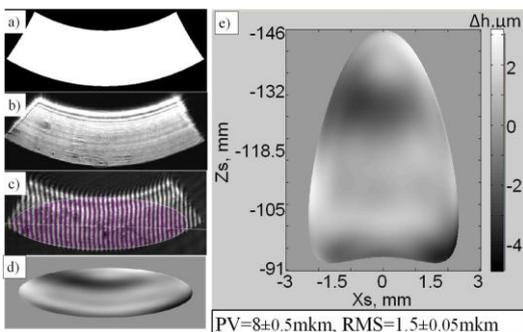


Рис. 2. а) рассчитанное изображение сектора эллипсоида вращения; б) полученное в эксперименте изображение; в) интерферограмма; д) волновые aberrации, е) восстановленная по aberrациям форма поверхности

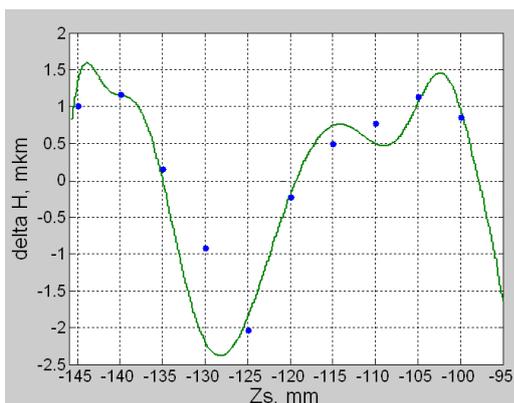


Рис. 3. Сравнение центрального сечения ($X_s=0$ мм) формы поверхности, измеренной с помощью ИДВС (зелёная кривая) и 10 точек этого же сечения, промеренных на интерферометре белого света Talysurf (синие точки)

По предложенной методике (рис.1) был проведён эксперимент по измерению формы поверхности сектора эллипсоида вращения [2] с параметрами: $a=235$ мм, $b=6$ мм, длина = 55 мм, ширина = 5-6 мм. На рис. 2 приведены результаты эксперимента. Плоскость предметов наблюдательной системы не лежит на измеряемой поверхности зеркала, поэтому карта измеренных волновых aberrаций (рис. 2д) нелинейно преобразуется в форму поверхности, представленную на рис. 2е.

Сравнение результатов наших измерений с результатами, полученными на интерферометре Talysurf CCI2000, приведено на рис. 3. Наблюдается неплохое совпадение результатов, причём точность измерений фигур вращения на Talysurf не лучше 0,5 мкм.

Предложенная методика может использоваться и для измерения формы поверхности параболоидов и гиперболоидов вращения, а также для измерения aberrаций оптических систем Вольтера [5] и Кирпатрик – Баеза [6].

Литература

1. А.Д. Ахсахалян, Е.Б. Клюенков, В.А. Муравьев, Н.Н. Салашенко // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. №2. С. 28-35 (2005).
2. А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян и др. // Известия РАН. Серия Физическая, том 71, №1, с. 69-72 (2007).
3. М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Успехи физических наук, том 182, № 7, с. 727-747 (2012).
4. Н. Mimura, Н. Yumoto, S. Matsuyama, *et al.* // Rev. Sci. Instrum. V. 76, 045102 (2005).
5. Т.Т. Saha// Applied Optics, V. 26, Issue 4, pp. 658-663 (1987).
6. Hisamitsu Awaki, Hideyo Kunieda, Manabu Ishida, *et al.* // Applied Optics, V. 53, Issue 32, pp. 7664-7676 (2014).

Фотохимические свойства иодониевых и сульфониевых солей как фотогенераторов кислоты химически усиленных резистивных композиций

С.А. Булгакова^{1*}, Д.А. Седова¹, И.В. Спирина¹, А.А. Москвичев²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, корп. 5, 603950.

² Институт проблем машиностроения РАН, ул. Белинского, 85, Нижний Новгород.

*sbulg@mail.ru

Исследована кинетика фоторазложения в области УФ 254 нм трех иодониевых и трех сульфониевых солей, которые используются в составе химически усиленных резистов в качестве фотогенераторов кислоты. Показано, что скорость фотолиза солей подчиняется кинетическому уравнению реакции первого порядка по концентрации соли, а квантовые выходы их распада возрастают с интенсивностью падающего излучения. Впервые установлено, что на процесс фотолиза органических иониевых солей оказывает влияние не только строение катиона как хромофора, но и строение аниона образующейся кислоты.

Введение

Резисты представляют собой полимерные пленки, нанесенные на полупроводниковые пластины, в которых методами литографии формируется изображение будущей микросхемы. Химия современных фоторезистов основана на реакции деблокирования сложно-эфирных групп в боковой цепи полимера. Эта реакция протекает в экспонированной области фоторезиста под влиянием кислоты, которая образуется при фотолизе фоточувствительного генератора кислоты (ФГК). В качестве таких катализаторов широко используются сульфониевые и иодониевые соли. В результате деблокирования (кислотного гидролиза) облученная область полимера становится более полярной, чем исходная, и растворимой в водном растворе основания. Таким образом формируется позитивное изображение будущей микросхемы, качество которого зависит как от строения полимерной матрицы, так и от ФГК.

Цель данной работы состояла в оценке влияния строения сульфониевых и иодониевых солей на кинетику их фотолитического разложения в области ДУФ 254 нм.

Методика эксперимента

В качестве ФГК исследовали три сульфониевые и три иодониевые соли следующего строения:

1. Трифенилсульфонийтрифлат (ТФСТФ)



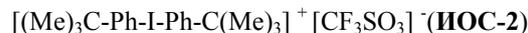
2. Бис(4-*трет*-бутилфенилиодоний) *n*-толуол-сульфонат (ИОС-1)



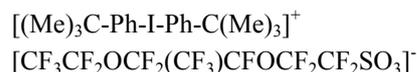
3. 1-нафтил-дифенилсульфоний трифлат (НСТФ)



4. Бис(4-*трет*-бутилфенилиодоний) трифлат



5. Бис(4-*трет*-бутилфенилиодоний)-3,6-диоксаперфтор-4-трифторметилоктансульфонат (ФИС)



6. Трифенилсульфоний-3,6-диоксаперфтор-4-трифторметилоктансульфонат (ФСС)



Первые четыре соли были приобретены по каталогу "Aldrich", а последние две – синтезированы на ООО Пим-Инвест (Москва). Степень чистоты реагентов составляла 99.9%. В качестве растворителя использовали изопропиловый спирт (ИПС), который сушили над хлористым кальцием и перегоняли при атмосферном давлении. Фотолиз исследуемых солей проводили при облучении ртутной лампой (254 нм) в кварцевой кювете. За ходом процесса следили спектрофотометрически на спектрофотометре СФ-2000 по уменьшению оптической плотности в спектрах поглощения растворов солей в области максимумов. Перед исследованием растворы иониевых солей в ИПС дегазировали путем мно-

гократного перемораживания в жидком азоте при пониженном давлении. Квантовый выход фотопревращения рассчитывали как отношение начальной скорости расходования соли к удельной интенсивности поглощенного излучения. Интенсивность падающего излучения измеряли с помощью стандартного химического актинометра на основе ферриоксалата калия $K_3Fe(C_2O_4)_3$ [1]. Термические свойства ФГК изучали на приборе *NETSZCH STA 449 F1* в диапазоне температур 50–600°C при скорости нагрева 10 К/мин. Нагрев образцов проводили в алюминиевом тигле в токе аргона.

Результаты и обсуждение

Реакции фотолиза дифенилиодониевых и трифенилсульфониевых солей к настоящему времени достаточно хорошо изучены, но четкой связи между их строением и фотохимическими свойствами до сих пор не установлено. Главное, что в результате процессов фотолиза образуется кислота Бренстеда, которая и вызывает реакции кислотного гидролиза функциональных групп полимера.

Фотолитический распад ониеых солей в ИПС при облучении монохроматическим светом с длиной волны 254 нм сопровождается изменением электронных спектров поглощения реакционной смеси. Уменьшение оптической плотности в области максимума поглощения исходных соединений свидетельствует об их исчезновении в ходе процесса. Проведенные нами кинетические исследования показали, что скорость фотолиза ониеых солей подчиняется уравнению реакции первого порядка по концентрации соли, а квантовые выходы реакций распада немного возрастают с интенсивностью падающего излучения (таблица). Последнее согласуется с данными авторов [2], которые к тому же показали, что квантовый выход определяется только строением катиона. Нами же установлено, что квантовый выход реакций фотолиза изученных солей однозначно зависит и от строения аниона. Так, соли с одним и тем же катионом, но с разными анионами, например ФСС и ТФСТФ, могут различаться по этому параметру в 2–3 раза, и, напротив, соли с одинаковыми анионами (ФИС и ФСС) дают практически совпадающие результаты по квантовому выходу (таблица). Такое расхождение, вероятно, связано с тем, что в работе [2] исследовались соли неорганических кислот, а в нашем случае все

анионы образуют органические кислоты. Ранее нами показано, что иодониевые соли в целом придают фоторезистам худшую чувствительность [3]. Мы полагаем, это может быть связано с их меньшей термостабильностью по сравнению с сульфониевыми солями. Действительно, ТГА-исследования показали, что иодониевые соли начинают разлагаться при температурах 170–200°C, в то время как все сульфониевые соли термически стабильны вплоть до 350°C. Интересно, что соли с анионом $[CF_3SO_3]^-$ (ИОС-2, ТФСТФ, НСТФ) начинают плавиться при температурах 125–160°C, которые применяются при постэкспозиционном прогреве резистов. Важно, что именно эти ФГК придают резистам наилучшую чувствительность. В то же время самая низкочувствительная соль ИОС-1 разлагается без плавления по двухступенчатому механизму. Это показывает, что термические свойства ФГК играют ключевую роль в фотолитографических свойствах химически усиленных резистов.

Таблица

Порядки реакций (n) и квантовые выходы (ϕ) фотолиза ФГК в зависимости от интенсивности излучения ($I_{0,уд}$)

ФГК	n	ϕ	
		$I_{0,уд}$, квант/л·с	
		$2.98 \cdot 10^{16}$	$1.32 \cdot 10^{17}$
$[(Me)_3C-Ph-I-Ph-C(Me)_3]^+$ $[CF_3CF_2OCF_2(CF_3)CFOCF_2CF_2SO_3]^-$ (ФИС)	1.03	0.09	0.11
$[(Ph)_3-S]^+$ $[CF_3CF_2OCF_2(CF_3)CFOCF_2CF_2SO_3]^-$ (ФСС)	1.12	0.08	0.10
$[(Ph)_2Naf-S]^+ [CF_3SO_3]^-$	0.88	0.14	0.11
$[(Me)_3C-Ph-I-Ph-C(Me)_3]^+$ $[CF_3SO_3]^-$ (ИОС-1)	0.98	0.12	0.14
$[(Ph)_3-S]^+ [CF_3SO_3]^-$ (НСТФ)	1.08	0.17	0.24
$[(Me)_3C-Ph-I-Ph-C(Me)_3]^+$ $[Me-Ph-SO_3]^-$ (ИОС-2)	1.04	0.20	–

Литература

1. Калверт Дж., Питтс Дж. Фотохимия. М.: Мир, 1968. 662 с.
2. Crivello J.V., Lam J.H.W. // *Macromolecules*. 1977. V. 10, 6.
3. Булгакова С.А., Джонс М.М., Пестов А.Е. и др. // *Микроэлектроника*. 2013. Т. 42, 3. С. 206.

Влияние пространственной когерентности нейтронного пучка на дифракцию на движущейся фазовой решетке

В.А. Бушув^{1*}, А.И. Франк²

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, Москва, 119991.

² Лаборатория нейтронной физики имени И.М. Франка, Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, 141980.

*vabushuev@yandex.ru

В рамках формализма, развитого в статистической оптике и радиофизике, рассмотрено влияние пространственной когерентности квазимонохроматического потока ультрахолодных нейтронов (УХН) на их дифракцию на движущейся периодической фазовой решетке и проведен анализ спектрального распределения интенсивности дифрагированных нейтронов различных порядков дифракции при произвольной степени пространственной когерентности пучка УХН.

Введение

В работах [1-5] было показано, что периодическая дифракционная решетка, движущаяся поперек пучка УХН, является квантовым модулятором энергетического спектра дифрагированных нейтронов. Это явление, в частности, было уже использовано в гравитационных экспериментах [4-6] по проверке слабого принципа эквивалентности для нейтрона.

Известно, что такие характеристики излучения произвольного типа как длина волны, угловая расходимость, спектральное распределение, поляризация и т.п. самым существенным образом влияют на рассеяние и дифракцию в кристаллах, многослойных структурах и периодических решетках. К настоящему времени статистические свойства пучков УХН в реальных экспериментах на нейтронных реакторах практически не изучены. В настоящей работе с привлечением таких понятий как корреляционная функция, длины пространственной и временной когерентности нейтронного пучка рассмотрена дифракция нейтронов на движущейся периодической фазовой решетке.

Методы расчета

Рассмотрим дифракцию однородного в среднем потока УХН на движущейся решетке. Этот поток формируется в результате прохождения в общем случае хаотического ансамбля УХН, находящегося в накопительной входной камере, через нейтронный интерференционный фильтр с амплитудным коэффициентом пропускания $T(\omega - \omega_0)$ [2-5]. Вол-

новую функцию нейтронов, падающих на решетку в плоскости $z = 0$, можно представить в виде $\Psi_{in}(x, t) = \Psi_0(x)b(t)$, где $b(t) = \int b(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega$. Здесь $b(\omega) = a(\omega)T(\omega - \omega_0)$, $a(\omega)$ – спектральные амплитуды стационарного случайного процесса $a(t)$ в камере с УХН с функцией временной когерентности $\gamma(\tau) = \langle a(t)a^*(t + \tau) \rangle$, $\omega = \hbar k_z^2/2M$, M – масса нейтрона, $\omega_0 = MV_{0z}^2/2\hbar$, V_{0z} – вертикальная проекция скорости нейтронов, соответствующая максимуму ω_0 функции пропускания. В системе координат, которая движется вместе с решеткой со скоростью V_{gr} вдоль оси x , функция $\Psi_0(x)$ имеет вид

$$\Psi_0(x) = A_0(x)\exp(-ik_I x) = \int \Psi_0(k_x)\exp(ik_x x)dk_x, \quad (1)$$

где $A_0(x)$ – случайная амплитуда с функцией пространственной когерентности $\gamma(\rho) = \langle A_0(x)A_0^*(x+\rho) \rangle$, $k_I = MV_{gr}/\hbar$, $\Psi_0(k_x) = A_0(k_x + k_I)$. Формально (1) представляет собой совокупность плоских волн с x -проекциями волновых векторов $(k_x - k_I)$ и полным волновым числом $k(\omega) = [(k_x - k_I)^2 + k_z^2]^{1/2}$, где $k_x = MV_x/\hbar$. Здесь V_x – горизонтальные проекции скорости нейтронов в камере с УХН, которые не меняются при прохождении нейтронов через монохроматор и случайным образом распределены в интервале $|V_x| \leq V_{xmax}$, определяемом граничной скоростью явления полного внешнего отражения от стенок камеры и вертикального нейтронвода.

На выходе из решетки $\Psi(x) = \Psi_{in}(x)F(x)$, где $F(x) = \sum_m F_m \exp(ig_m x)$ – периодическая функция пропускания решетки, $g_m = mg_0$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $g_0 = 2\pi/d$, d – период решетки. В случае тонкой решетки амплитуды F_m равны коэффициентам Фурье-

разложения функции $F(x) = \exp[i\phi(x)]$ [1-6]. В более общем случае 3D-решетки эти амплитуды находятся из решения многоволновой динамической системы уравнений для связанных медленно меняющихся амплитуд [7]. Переходя в лабораторную систему, получим, что в произвольной плоскости z

$$\Psi(x, z, \omega) = \sum_m b(\omega - \omega_{mz}) F_m \int A_0(k_x) \exp(i\phi_m) dk_x, \quad (2)$$

где $\phi_m = k_{mx}x + k_{mz}z$, $k_{mx} = k_x + g_m$, $k_{mz} = [k_z^2(\omega) + 2(k_y - k_x)g_m - g_m^2]^{1/2}$, $\omega_{mz} = \hbar k_{mz}^2 / 2M$. Наличие переменной k_x в (2) описывает уширение углового и спектрального распределений порядков дифракции.

Для нахождения интенсивности $\langle \Psi \Psi^* \rangle$ воспользуемся тем, что для статистически однородной функции $A_0(x)$ коррелятор $\langle A_0(q) A_0^*(q') \rangle = G(q) \delta(q - q')$, где $G(q)$ - угловой спектр, связанный с поперечной функцией пространственной когерентности $\gamma(\rho)$ соотношением (теорема Винера-Хинчина)

$$G(q) = (1/2\pi) \int \gamma(x) \exp(-iqx) dx. \quad (3)$$

В предположении о гауссовой статистике $a(t)$ и $A_0(x)$ из (2) и (3) получим следующее выражение для спектрального распределения интенсивности дифрагированных нейтронов вдоль оси z :

$$I(E) = \sum_m \frac{|F_m|^2}{\sigma_m \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(E - E_0 - m\hbar\Omega)^2}{2\sigma_m^2}\right], \quad (4)$$

где $\Omega = 2\pi V_{gr}/d$ - спектральное расщепление между соседними порядками дифракции, $\sigma_m^2 = \sigma_T^2 + \sigma_{mx}^2$, σ_T - среднеквадратичная ширина гауссовой функции пропускания монохроматора, $\sigma_{mx} = |m|\hbar^2 g_0 / M \rho_c$, ρ_c - длина поперечной пространственной когерентности падающего пучка нейтронов, определяемая согласно соотношению $\gamma(x) = \exp(-x^2/2\rho_c^2)$.

Результаты и обсуждение

Из (4) видно, что спектральное расстояние между порядками Ω увеличивается с увеличением скорости решетки V_{gr} ; спектральные ширины порядков отражения σ_{mx} не зависят от скорости решетки, увеличиваются с ростом номера порядка m , с уменьшением периода решетки, а также с уменьшением длины пространственной когерентности ρ_c (см. рис. 1), или, что эквивалентно, с увеличением величины характерного разброса ΔV_x горизонтальной скорости нейтронов, так как $\sigma_{mx} = m\hbar\Delta V_x g_0$ [7]. Интерференционный фильтр

резко сужает энергетический спектр прошедших нейтронов по сравнению со спектром в камере УХН и, естественно, увеличивает время когерентности $\tau_c = \hbar/\sigma_T$ и длину продольной (временной) когерентности $l_\tau = \tau_c V_{0z}$.

При расчетах ниже использовались следующие данные [2-6]: энергия $E_0 = 107$ нэВ, $V_{0z} = 4.52$ м/с, $\lambda_{0z} \approx 0.09$ мкм, относительная ширина $\sigma_T/E_0 \approx 0.04$, $d = 5$ мкм, $V_{gr} = 2\pi Rf$, где f - частота вращения диска с радиусом решетки $R = 6$ см. При частоте вращения $f = 100$ Гц скорость $V_{gr} \approx 38$ м/с и энергия $\hbar\Omega \approx 31$ нэВ. Время когерентности $\tau_c \approx 0.15$ мкс, а длина $l_\tau \approx 0.7$ мкм. Если принять, что $V_{xmax} \approx 4.5$ м/с [2], то уширение $\sigma_{1x} \approx 3.7$ нэВ и длина пространственной когерентности пучка УХН $\rho_c \approx 140$ Å.

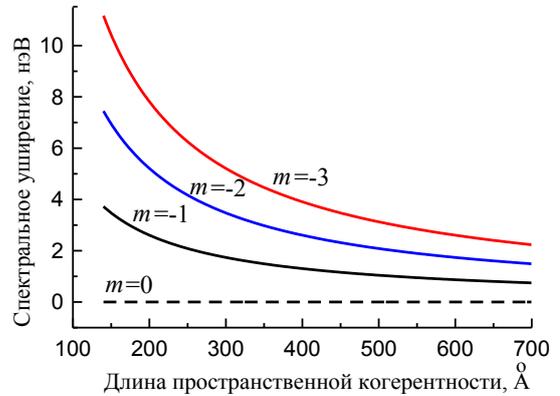


Рис. 1. Зависимость спектрального уширения σ_{mx} разных порядков дифракции m от длины пространственной когерентности ρ_c

Таким образом, измерения спектрального уширения разных порядков дифракции позволяют в принципе определять характерную длину пространственной когерентности пучка УХН, а возможно, и явный вид функции пространственной когерентности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 15-02-02367, 15-02-02509).

Литература

1. A.I. Frank, V.G. Nosov // Phys. Lett. A, V. 188, 120 (1994).
2. A.I. Frank, S.N. Balashov, I.V. Bondarenko, et al. // Phys. Lett. A, V. 311, 6 (2003).
3. А.И. Франк, П. Гелтенборг, Г.В. Кулин и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 81, 541 (2005).

4. А.И. Франк, П. Гелтенборг, М. Жентшель и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 86, 255 (2007).
5. A.I. Frank, P. Geltenbort, M. Jentschel, *et al.* // Nucl. Instr. Meth. A, V. 611, 314 (2009).
6. G.V. Kulin, A.I. Frank, S.V. Goryunov *et al.* // Nucl. Instr. Meth. A, V. 792, 38 (2015).
7. В.А. Бушуев, А.И. Франк, Г.В. Кулин // ЖЭТФ, Т. 149, 41 (2016).

Ионная полировка поверхности оптических элементов из плавного кварца и бериллия

Ю.А. Вайнер¹, М.В. Зорина¹, М.С. Михайленко¹, А.Е. Пестов^{1,*}, И.Л. Струля², С.А. Чури¹,
Н.И. Чхало¹, Н.Н. Салащенко¹

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

² ОАО «Композит», Пионерская, 4, Королёв, 141070.

*aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Работа посвящена изучению влияния ионно-пучковой бомбардировки на шероховатость поверхности оптических материалов: плавный кварц и бериллий. Показано, что обработка поверхности плавного кварца нейтрализованными ионами Ag с энергией $E_{\text{ион}}=500-1250$ эВ обеспечивает эффективную шероховатость поверхности $\sigma_{\text{eff}} \sim 0,25$ нм в диапазоне пространственных частот $q \in [4,9 \cdot 10^{-2} - 6,3 \cdot 10^1]$ мкм⁻¹ при углах падения ионов на поверхность образца $\theta_{\text{ин}}=0^\circ-35^\circ$ ($NA < 0,6$). Для бериллия обнаружена возможность сглаживания шероховатости поверхности при нормальном падении на поверхность образца ионов Ag и Ne с энергией менее 400 эВ.

Введение

В последнее время, в связи с прогрессом в технологии нанесения многослойных рентгеновских зеркал, значительно повысился интерес к созданию сверхточной оптики на диапазон длин волн мягкого рентгеновского (SXR) и экстремального ультрафиолетового (EUV) излучения. Активно развиваются такие направления как рентгеновская астрономия, проекционная EUV- и BEUV- (Beyond EUV) литография и SXR-микроскопия на основе многослойных зеркал нормального падения. Короткая длина волны накладывает высокие требования на качество оптических поверхностей (точность формы для достижения дифракционного предела разрешающей способности и шероховатость поверхности для обеспечения резкости изображения и высоких коэффициентов отражения многослойных зеркал).

В данной работе изучается возможность сглаживания поверхностной шероховатости плавного кварца после стандартной глубокой шлифовки-полировки (ГШП, исходная $\sigma_{\text{eff}} \sim 0,5$ нм) и после финишной химико-механической полировки (ХМП, исходная $\sigma_{\text{eff}} \sim 0,25$ нм), а также массивного бериллия после механической полировки (исходная $\sigma_{\text{eff}} \sim 3,5$ нм). Данные материалы представляют интерес при использовании в качестве подложек в силу их физико-механических свойств. Обработка поверхности осуществлялась нейтрализованными ионами Ag и Ne с энергией до 1500 эВ. Угол падения изменялся в пределах $\theta_{\text{ин}}=0^\circ-90^\circ$ ($\theta_{\text{ин}}$ отсчитывается от нормали).

Описание установки и эксперимента

Экспериментальный стенд включает в себя вакуумную камеру, источник ускоренных ионов и предметный столик для крепления образцов, позволяющий задавать угол падения ионов. На входе в вакуумную камеру установлена вращающаяся заслонка, отделяющая ионный пучок от области рабочего объема камеры, заслонка также играет роль измерителя ионного тока. Источник ускоренных ионов («КЛАН-103М», Платар, Россия) позволяет работать с инертными и активными газами в диапазоне энергий 200-1500 эВ, выходная апертура представляет собой круг с диаметром 100 мм. Источник формирует квазипараллельный пучок с плотностью ионного тока 0.25-1.25 мА/см². В качестве образцов используются пластины размером 15x15 мм. Для проведения эксперимента образец крепится на предметный столик и устанавливается требуемый угол наклона относительно нормали, при этом часть поверхности закрывается маской для контроля глубины травления. Далее в камере создается рабочее давление Ag на уровне $2 \cdot 10^{-2}$ Па, устанавливаются необходимые плотность тока ионов и ускоряющее напряжение. Образец подвергается ионной бомбардировке, после чего производится измерение глубины травления и поверхностной шероховатости. Измерение глубины травления проводится с помощью интерференционного микроскопа Talysurf CCI 2000 (измеряется высота образовавшейся ступеньки), среднеквадратическая шероховатость измеряется на зондовом микроскопе Ntegra (NT-MDT) в диапазоне пространственных частот $q \in [4,9 \cdot 10^{-2} - 6,3 \cdot 10^1]$ мкм⁻¹.

Результаты

В рамках данного исследования обнаружены следующие закономерности:

1. Для образцов, прошедших стандартную процедуру ГШП, эффективная шероховатость уменьшается до ультрагладкого уровня (т.е. $\sigma_{\text{eff}} \sim 0,25$ нм в диапазоне пространственных частот $q \in [4,9 \cdot 10^{-2} - 6,3 \cdot 10^1]$ мкм⁻¹) при обработке нейтрализованными ионами Ag с энергией 800-1300 эВ (рис. 1).

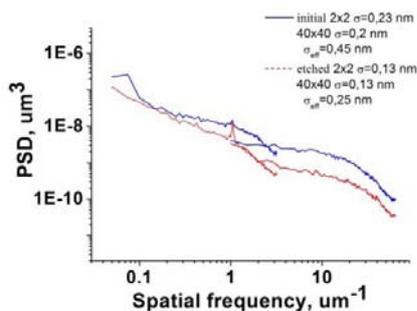


Рис. 1. PSD-функции шероховатости поверхности плавленного кварца до и после ионной полировки

Эффект начинает быть заметным при глубинах травления порядка 150 нм и достигает насыщения при съеме материала больше 1 мкм (рис. 2).

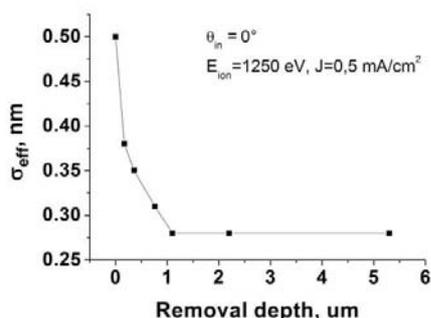


Рис. 2. Зависимость эффективной шероховатости поверхности плавленного кварца в зависимости от глубины съема материала

2. Для сверхгладких образцов (после ХМП, исходная $\sigma_{\text{eff}} \sim 0,25$ нм) эффективная шероховатость сохраняется на исходном уровне при съемах материала вплоть до 10 мкм.

Эффект сглаживания (сохранения шероховатости) наблюдается в диапазоне углов падения $\theta_{\text{in}} = 0-35^\circ$ (рис. 3), что позволяет проводить полировку поверхности оптических элементов (выпуклых, вогнутых) с числовой апертурой NA до 0,6.

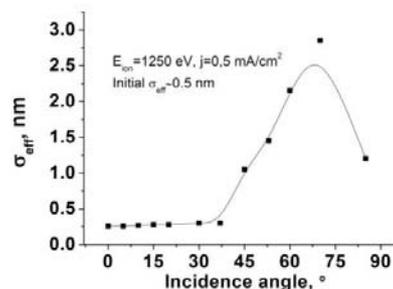


Рис. 3. Зависимость эффективной шероховатости поверхности плавленного кварца в зависимости от угла падения

3. Для образцов бериллия изучена скорость распыления нейтрализованными иона Ne в диапазоне энергий 200–800 эВ (рис. 4).

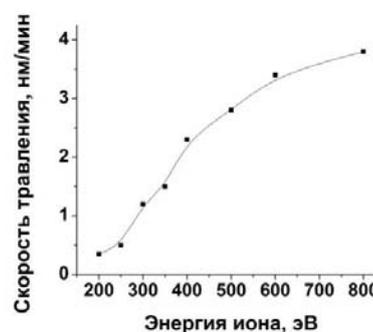


Рис. 4. Скорость травления Be в зависимости от энергии ионов (газ – Ne; $\theta_{\text{пад}} = 0^\circ$; $J_{\text{ion}} = 0,7$ мА/см²)

Обнаружена возможность сглаживания поверхностной шероховатости поверхности бериллия ионной бомбардировкой при нормальном падении ионов и энергии менее 400 эВ. При съеме материала порядка 75 нм удалось улучшить шероховатость поверхности с исходной $\sigma_{\text{eff}} = 3,6$ нм до $\sigma_{\text{eff}} = 2,1$ нм в диапазоне пространственных частот $q \in [4,9 \cdot 10^{-2} - 6,3 \cdot 10^1]$ мкм⁻¹ почти в два раза.

Более подробно вопрос полировки и рентгенооптические свойства бериллия обсуждаются в [1].

Работа поддержана грантом РФФИ 15-02-07660 и ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. М.В. Зорина и др. Шероховатость и рентгенооптические характеристики бериллиевых зеркал // Материалы этого симпозиума.

Шероховатость и рентгенооптические характеристики бериллиевых зеркал

Ю.А. Вайнер¹, М.В. Зорина^{1*}, А.В. Мильков², М.С. Михайленко¹, А.Е. Пестов¹, 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.
mzor@ipm.sci-nnov.ru

Представлены первые экспериментальные результаты по шероховатости поверхности и коэффициенту отражения в рентгеновском диапазоне зеркала на основе бериллия. Показан позитивный эффект травления пучками ионов Ag с 400 эВ на шероховатость поверхности. Обсуждаются следующие шаги по усовершенствованию технологии получения бериллиевых зеркал.

Введение

Сочетание высоких теплофизических характеристик с низкой весовой плотностью бериллия делает его уникальным материалом для металлооптики и, прежде всего, для космических применений и для мощных лазерных систем. В частности, по так называемому коэффициенту локальных деформаций CD , характеризующему искажения оптической поверхности при воздействии мощных потоков излучения, и выражающемуся в виде

$$CD = \alpha \times \rho \times \frac{c}{\gamma}$$

где $\alpha=10^{-5} \text{ K}^{-1}$ – температурный коэффициент линейного расширения, $\rho=1,85 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ – плотность, $c=1560 \text{ Дж/(кг*К)}$ – удельная теплоемкость и $\gamma=200 \text{ Вт/(м*К)}$ – коэффициент теплопроводности, соответственно $CD=0,144$, бериллий уступает только карбиду кремния, являющемуся одним из наиболее радиационно-стойких материалов при нормальных температурах [1]. Однако при практическом использовании он имеет ряд преимуществ:

- 1) существенно проще и дешевле механическая обработка, в том числе возможно изготовление любых сложных форм, недоступных для SiC;
- 2) почти в 2 раза меньший вес при одинаковых размерах;
- 3) высокий, до 99%, коэффициент отражения на длине волны 10,6 мкм, что позволяет использовать этот материал с мощными CO₂-лазерами.

Главным недостатком бериллия является его относительно плохая полируемость, см. например [2]. Данная работа преследует 3 основные цели. Первая – с

использованием развитых в [3] методов изучить шероховатость полированного бериллия в широком диапазоне пространственных частот. Вторая – оценить возможность финишной дополировки бериллиевых подложек с помощью ионно-пучкового травления. Третья – изучить возможность применения бериллиевых зеркал для рентгенооптических задач.

В докладе приводятся первые, предварительные результаты.

Подготовка образцов

Эксперименты проводились на круглом бериллиевом образце диаметром 50 мм и толщиной 10 мм. Шлифование образцов осуществлялось в водной среде на латуни с использованием карбид-кремниевых шлифовальных порошков. Требования к поверхности после шлифовки – отсутствие видимых дефектов, шероховатость ~100 нм по параметру Rq , плоскостность – не хуже 1 мкм на диаметре 150 мм. Полировка образцов осуществлялась с использованием пекоканифольной полировочной смолы. Технология оптической полировки разрабатывалась на основе традиционных оптических технологий с учетом физико-механических и химических особенностей бериллия.

Ионно-пучковое травление производилось на установке, подробно описанной в [4]. Энергия ионов составляла 400 эВ, время травления – 60 мин. Глубина травления составила 40 нм.

Экспериментальные результаты

На рис. 1 приведены топограммы поверхности до (слева) и после травления ионами Ag, снятые с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ).

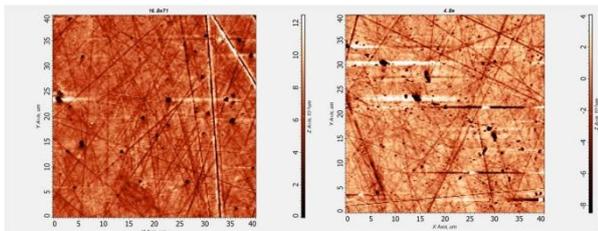


Рис. 1. Топограммы поверхности до (слева) и после травления ионами Ag

Как видно из рис. 1, топограмма практически не изменилась, за исключением того, что размах между самой высокой и самой низкой точками поверхности уменьшился, что указывает на возможное сглаживание поверхности. Это подтверждается построенными по данным АСМ спектральными функциями шероховатости (PSD), приведенными на рис. 2. Как видно из рисунка, эффективная шероховатость в диапазоне пространственных частот $0,025-60 \text{ мкм}^{-1}$ упала с $3,6 \text{ нм}$ до $2,5 \text{ нм}$.

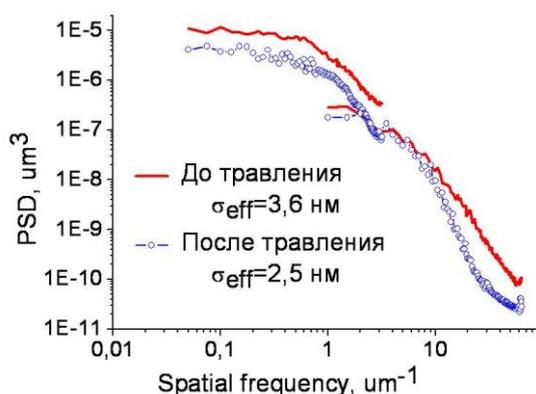


Рис. 2. PSD-функции шероховатости до и после травления ионным пучком Ag с энергией 400 эВ

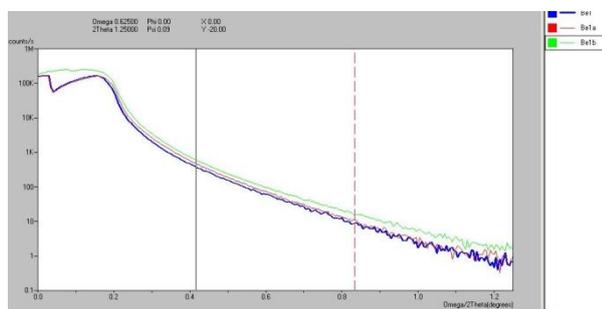


Рис. 3. Угловая зависимость коэффициента отражения до (нижняя кривая) и после (2 последовательных процесса) травления на длине волны $0,154 \text{ нм}$

На рис. 3 приведена угловая зависимость коэффициента отражения от исследуемого образца на длине волны $0,154 \text{ нм}$. Как видно из рисунка, и на

кривой отражения заметен некоторый эффект увеличения коэффициента отражения, а сама кривая отражения указывает на возможность использования этих зеркал в рентгенооптике.

Таким образом, проведенные первые эксперименты указывают на перспективность применения ионно-пучкового травления для сглаживания шероховатости поверхности бериллиевых подложек. Показано, что бериллиевые зеркала могут использоваться и в рентгенооптике. Для дальнейшего изучения возможностей этого метода сглаживания поверхности будет детально изучено влияние энергии и углов падения ионов на скорость съема материала и шероховатость поверхности. Также будет изучено влияние глубины съема и вид ионов на шероховатость бериллиевых зеркал.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 13-02-00377, 14-02-00549, 15-02-07753 и 15-42-02139.

Литература

1. N.I. Chkhalo, M.V. Fedorchenko, A.V. Zarodyshev, V.A. Chernov, V.I. Kirillov, A.A. Nikiforov. Al/Al₂O₃: new type of mirrors for intense synchrotron radiation beams // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, v. 359, p. 127 (1995).
2. В.С. Сизенев, И.Л. Струля, А.В. Григорьевский, В.М. Просвириков, В.Я. Менделеев, С.Н. Сковородко. Оптические свойства полированного бериллия в условиях воздействия факторов космического пространства // Вопросы атомной науки и техники, № 1. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, с. 21-27 (2010).
3. N.I. Chkhalo, S.A. Churin, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, Yu.A. Vainer, and M.V. Zorina / Roughness measurement and ion-beam polishing of super-smooth optical surfaces of fused quartz and optical ceramics // Optics Express, v. 22 iss. 17, p. 20094 (2014).
4. И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, И.А. Каськов, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашченко, Н.И. Чхало. Установка ионно-пучковой и плазмохимической коррекции формы оптических поверхностей // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 9, с. 109 (2013).

Многослойные зеркала Mo/Be для солнечной астрономии и проекционной литографии

Ю.А. Вайнер¹, С.Ю. Зуев¹, Д.Е. Парьев^{1,*}, В.Н. Полковников¹,
Н.Н. Салащенко¹, М.В. Свечников¹, Н.И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

*pariev@ipmras.ru

В данной работе приводятся основания выбора Mo/Be-структур для солнечной астрономии и проекционной литографии и результаты соответствующих работ.

Проекционная литография

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 получаемые $R = 69\text{--}70\%$ 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. До сих пор всеобщее внимание разработчиков литографического оборудования было обращено на перспективную в данном отношении длину волны $\lambda = 6,7$ нм. Здесь уже достигнуты коэффициенты отражения, вплотную приближающиеся к 60% [2]. Тем не менее, оценки показывают, что даже при достижении 70–80% из-за чрезвычайно низкой ширины кривой отражения система из 10 зеркал, оптимизированная на 6,7 нм, будет пропускать в несколько раз меньше сигнала, чем такая же система из Mo/Be многослойных зеркал (МЗ), оптимизированная на 11,2 нм. Именно поэтому существует необходимость поиска альтернативного пути развития исследований в области создания нанолитографов следующего поколения. Наиболее перспективным видится переход к длине волны 11,2 нм, тем более что здесь видятся пути дальнейшего повышения эффективности оптических схем. Например, спектральная ширина кривой отражения

МЗ Mo/Be существенно ниже такой же характеристики МЗ Mo/Si — 0,33 и 0,53 нм соответственно. Этот фактор негативным образом может сказаться на эффективности системы из 10 Mo/Be-зеркал в сравнении с 10-зеркальной системой Mo/Si-зеркал.

Солнечная астрономия

Для канала регистрации обсерватории «Кортес» на длине волны 13,2 нм (FeXXIII, FeXX) необходимы многослойные зеркала со спектральной полосой пропускания $\Delta\lambda \leq 0,35$ нм. Традиционно в этом диапазоне длин волн применяются Mo/Si-зеркала нормального падения, которые имеют спектральную ширину $\Delta\lambda_{1/2} = 0,53$ нм (при пиковом значении коэффициента отражения 68–69%) и, следовательно, не удовлетворяют требованиям эксперимента «Кортес».

Следует оговориться, что в диапазоне $\lambda = 12,5\text{--}17$ нм базовым материалом отражающих покрытий служит кремний, имеющий L-край поглощения на $\lambda = 12,3$ нм. По причине гладкости дисперсионных зависимостей диэлектрических проницаемостей материалов и из-за близости длин волн 12,9 нм и 13,2 нм выводы, сделанные для окрестности одной из длин волн, справедливы и для другой.

Уменьшить спектральную ширину коэффициента отражения Mo/Si-МЗ можно путем уменьшения в периоде структуры толщины слоя молибдена как материала с большим коэффициентом поглощения излучения либо найти новые материалы многослойных структур.

На рис. 1 приведены расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения Mo/Si-, Zr/Si- и Mo/Be-МЗ с нулевой межслоевой шероховатостью и долей сильнопоглощающего материала

Таблица 1. Экспериментальные параметры отражательных характеристик МЗ от доли относительно сильно поглощающего материала в периоде структуры γ_{Abs} .

МЗ	γ_{Abs}	0.6	0.5	0.45	0.4	0.35	0.25	0.22	0.175
Mo/Si	R, %	59.5		67		54	53	45	
	$\Delta\lambda_{1/2}$, нм	>0.6		0.56		0.38	0.35	0.3	
Zr/Si	R, %	48	44.5	43	42				
	$\Delta\lambda_{1/2}$, нм	0.38	0.35	0.34	0.33				
Mo/Be	R, %				63	61.5		57.5	56
	$\Delta\lambda_{1/2}$, нм				0.44	0.42		0.35	0.31

$\gamma_{Mo(Zr)} = d_{Mo(Zr)}/d$, обеспечивающей требуемую ширину кривой отражения $\Delta\lambda_{1/2} = 0,35$ нм. Как видно из рисунка, требуемое спектральное разрешение достигается всеми структурами примерно с одинаковыми коэффициентами отражения (~65%), однако с различными значениями доли сильнопоглощающего вещества в периоде (0,36 для Zr/Si, 0,17 для Mo/Si, 0,2 для Mo/Be). При этом пара Mo/Be выглядит наиболее предпочтительной ($R_{max} \approx 67\%$). В экспериментах из-за того, что плотности материалов слоев в пленочном состоянии могут быть меньше табличных значений для массивных материалов, а границы между слоями неидеальны, отражательные свойства МЗ характеризуются меньшими значениями и пиковых коэффициентов отражения, и спектральной ширины отражения. Поэтому выбор лучшей пары материалов может быть сделан только исходя из эксперимента.

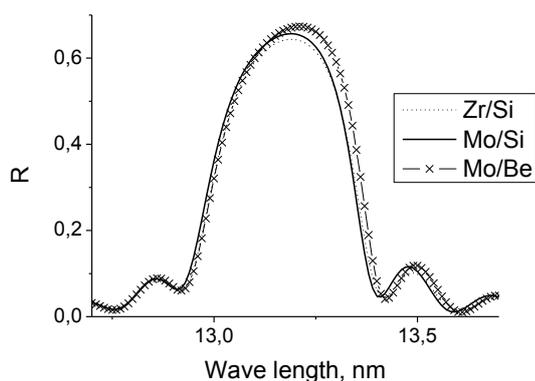


Рис. 1. Расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения идеальных зеркал нормального падения Zr/Si, Mo/Si и Mo/Be MLSs со спектральной полосой пропускания около 0.35 нм

В таблице 1 представлены пиковые коэффициенты и спектральные ширины кривых отражения экспериментальных образцов Mo/Si, Zr/Si и Mo/Be МЗ соответственно в зависимости от величин γ_{Zr} и γ_{Mo} . Периоды $d \approx 6,9$ нм исследуемых МЗ были выбраны так, чтобы максимумы отражения на длине волны 13,2 нм наблюдались при углах падения излучения, близких к нормальным. Из таблицы 1 и из рисунка 2 видно, что при практически одинаковых величинах $\Delta\lambda_{1/2}$ коэффициенты отражения изучаемых образцов, хотя и не принципиально, но отличаются: $R_{Zr/Si} \approx 45\%$, $R_{Mo/Si} \approx 54\%$ и $R_{Mo/Be} \approx 58\%$. На практике при разработке оптических систем зачастую на основе двухзеркальных схем отличие в отражательной способности может достигать десятков процентов, по этой причине мы рассматриваем Mo/Be-МЗ как наиболее перспективное для разработки оптики в спектральной области около 13 нм.

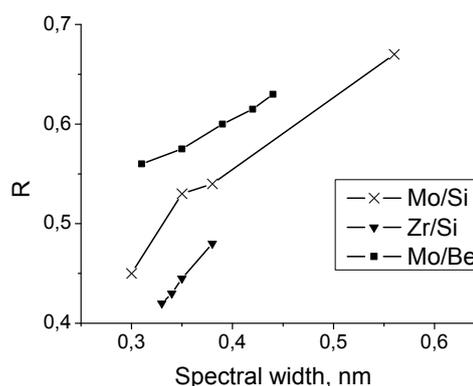


Рис. 2. Экспериментальные пиковые коэффициенты отражения Mo/Si-, Zr/Si- и Mo/Be-МЗ, как функции ширины спектральных зависимостей отражения, $\Delta\lambda_{1/2}$. Для значения $\Delta\lambda_{1/2} = 0.35$ пиковые величины коэффициентов отражения для перечисленных пар материалов составляют около 0.54, 0.45 и 0.58 соответственно

Литература

1. C. Montcalm, S. Bajt, P. Mirkarimi, *et al.* // SPIE 3331, 42-51 (1998).
2. N.I. Chkhalo, S. Kunstner, V.N. Polkovnikov, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 102, 011602-1 (2013).
3. N.I. Chkhalo and N.N. Salashchenko // AIP ADVANCES, V. 3, 082130 (2013).

Измерение пропускания многослойных фильтров и калибровка ПЗС-матриц для космических исследований в ВУФ-области спектра

Е.А. Вишняков^{1,*}, А.С. Кириченко¹, А.А. Рева¹, А.А. Ризванов², Ю.А. Пластинин², С.В. Кузин¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119991.

² Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Пионерская ул., 4, Королёв, Московская обл., 141074.

*juk301@mail.ru

В докладе обсуждаются результаты измерений спектральной чувствительности рентгеновских ПЗС-матриц для лабораторных и космических исследований и спектры пропускания многослойных ВУФ-фильтров в диапазоне 110–250 нм. По результатам калибровки ПЗС-матриц сделана оценка светимости лазерно-плазменного источника в ВУФ-области.

Введение

В настоящее время продолжает активно развиваться приборостроение в мягкой рентгеновской (МР) и вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) областях спектра для лабораторных и астрофизических приложений [1–4]. Новые разработки касаются как оптических элементов (многослойные зеркала и фильтры, дифракционные решётки и др.), так и детекторов излучения, в т.ч. цифровых. Сейчас в космических исследованиях активно используются ПЗС-матрицы, функционирующие при отрицательных температурах. Спектральная чувствительность этих детекторов на различных длинах волн представляет высокий практический интерес.

Методика эксперимента

Спектральная чувствительность ПЗС-матриц E2V (1024×2048 точек, размер ячейки 13 мкм) была измерена в видимом, УФ- и ВУФ-диапазонах спектра при комнатной температуре. В видимом и УФ-излучении для калибровки использовался призмный монохроматор с разрядными лампами в качестве источников излучения. В качестве калиброванных детекторов были использованы кремниевые фотодиоды и ФЭУ.

В ВУФ-диапазоне измерения проводились внутри вакуумной камеры ИКАР [1]. В качестве источника ВУФ-излучения была использована лазерная плазма на основе вольфрама, получаемая при облучении твердотельной мишени наносекундными им-

пульсами Nd:YAG лазера ($\lambda = 1064$ нм, 8 нс, 1 Дж). Спектр излучения такого лазерно-плазменного источника (ЛПИ) является квазинепрерывным от МР до видимого диапазона длин волн [5], а положение спектрального максимума интенсивности излучения ЛПИ зависит от остроты фокусировки лазерных импульсов на мишень. В нашем случае лазер Nd:YAG располагался выше вакуумной камеры, а импульсы его излучения заводились в камеру при помощи системы дихроических зеркал и фокусировались на вращающейся вольфрамовой мишени при помощи линзы из тяжёлого флинта $f = 75$ мм.

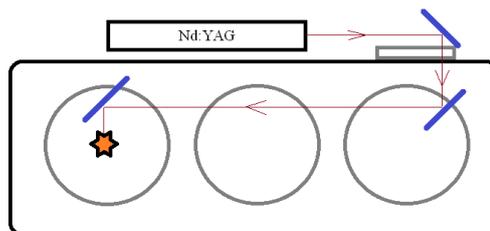


Рис. 1. Вид пути лазерного импульса к мишени W

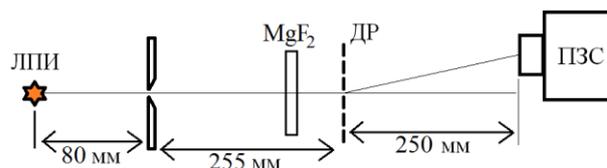


Рис. 2. Оптическая схема измерений в ВУФ-области

На рисунках 1 и 2 показаны путь лазерного пучка от лазера к ЛПИ и оптическая схема измерений.

ВУФ-спектрограф, собранный в вакуумной камере, включал источник, входную щель, спектральный фильтр MgF_2 , свободновисящую дифракционную решётку на пропускание (1000 штр./мм) и детектор. Спектральный фильтр MgF_2 блокирует излучение с длиной волны $\lambda < 110$ нм, что позволяет оставить только ВУФ-излучение в области 110–250 нм. Роль эталонного детектора в схеме выполняли кремниевые абсолютно калиброванные детекторы SPD.

Результаты измерений

Калибровка ПЗС-матриц

Изначально сигнал от ЛПИ в области 110–250 нм был невелик, поэтому полезный сигнал был пространственно промодулирован поддерживающей структурой дифракционной решётки 1000×20 мкм². Типичный сигнал, полученный после обработки данных с ПЗС-матрицы, представлен на рисунке 3.

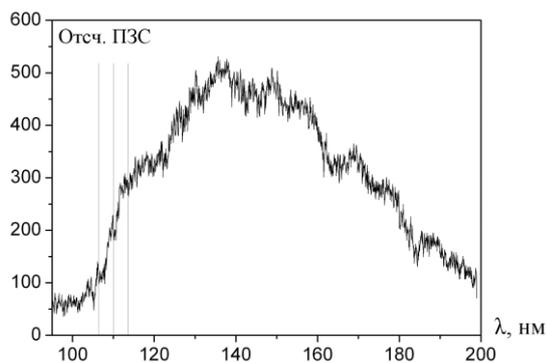


Рис. 3. Типичный вид спектра в области 110–200 нм, зарегистрированного на ПЗС-матрицу. Указана спектральная ширина щели и порог отсечения фильтром MgF_2

Спектральная ширина щели составляла ≈ 6 нм при величине обратной дисперсии 4 нм/мм (40 Å/мм). В описываемых экспериментах не ставилось цели получить высокое спектральное разрешение, а для равномерного облучения детектора всеми длинами волн необходимо сделать входную щель больше размеров первой зоны Френеля (в нашем случае для $\lambda = 130$ нм это значение составит $d \approx 100$ мкм).

Общие результаты калибровки ПЗС-матрицы E2V в диапазоне 110–600 нм при комнатной температуре представлены на рисунке 4. График представляет собой объединение результатов измерений в ВУФ-, УФ- и видимом диапазоне. Погрешности измерений составляют от 10% до 30% в разных точках. Характерные значения чувствительности ПЗС-матрицы в ВУФ-диапазоне — от 0.2 до 0.5 отсчёта на фотон.

С учётом геометрии измерений посчитана эффективность ЛПИ в ВУФ-области: $E = 10^8$ фот./ср·нм.

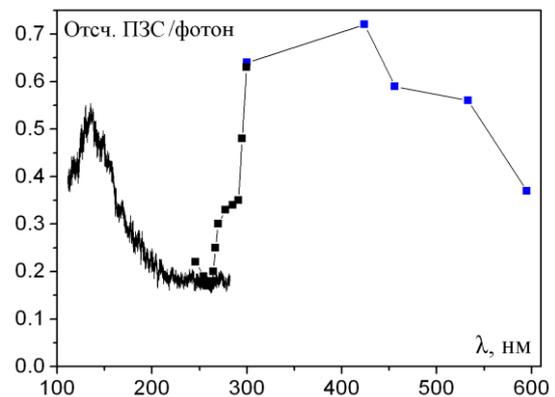


Рис. 4. Результат калибровки одной из ПЗС-матриц

Измерение пропускания многослойных фильтров

В работе также измерялись спектры пропускания трёх многослойных фильтров Al/MgF_2 , нанесённых на прозрачные для ВУФ-спектра подложки $\varnothing 40$ мм и толщиной 4 ± 0.2 мм из MgF_2 или кварца. Каждый фильтр представляет собой аперриодическую структуру, центрированную на 122, 150 или 170 нм. Однако за полгода со времени изготовления фильтров их характеристики могли несколько измениться. В таблице 1 представлены свойства фильтров. λ_0 — это фактическая центральная длина волны фильтра.

Таблица 1. Свойства многослойных фильтров Al/MgF_2 .

Фильтр	Подложка	λ_0 , нм	FWHM, нм	Пропускание на λ_0
170 нм	кварц	169	47	30%
150 нм	MgF_2	151	43	23%
122 нм	MgF_2	120	11	<10%

Авторский коллектив выражает глубокую благодарность Е.Н. Рагозину и А.Н. Шатохину за внимание к работе и помощь в проведении измерений.

Литература

1. Е.А. Вишняков, К.Н. Медников, А.А. Перцов *и др.* // Квантовая электроника, **39** (5), 474 (2009).
2. I.A. Kopylets, V.V. Kondratenko, E.N. Zubarev, *et al.* // Appl. Surf. Science, Vol. 307, 360 (2014).
3. S.V. Shestov, A.S. Ulyanov, E.A. Vishnyakov, *et al.* // Proc. SPIE, Vol. 9144, 91443G (2014).
4. Е.А. Вишняков, А.Н. Шатохин, Е.Н. Рагозин // Квантовая электроника, **45** (4), 371 (2015).
5. Н.Н. Колачевский, А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин // Квантовая электроника, **25** (9), 843 (1998).

Спектрометры на основе VLS-решеток и их реализация

Е.А. Вишняков^{1,*}, А.О. Колесников^{1,2,§}, Е.Н. Рагозин^{1,2,♦}, А.Н. Шатохин^{1,2,*}

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

² Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, 141700, Долгопрудный, Московская обл.

*juk301@mail.ru, §alexey6180@gmail.com, ♦enragozin@gmail.com, *shatohinal@gmail.com

Разработана техника расчета широкополосных спектрометров МР-диапазона на основе сферических и плоских VLS-решеток. Рассчитаны три МР-спектрографа высокого разрешения с плоским полем (области длин волн 9–25, 5–20 и 2–11 нм) длиной 0.25, 0.5 и 1.5 м. Изготовлены пилотные образцы плоских VLS-решеток методами электронно-лучевой и интерференционной литографии, оценены их характеристики по дифракции и рассеянию видимого излучения.

Введение

В роуландовской схеме скользящего падения дифрагирующее излучение встречается с фокальной поверхностью при малых углах скольжения. Это увеличивает отражение от поверхности детектора и длину пути в мертвом слое, препятствуя использованию детекторов с электрическим считыванием сигнала, таких как матричные ПЗС. В особенности это существенно для МР-диапазона, где используются углы скольжения $\alpha \sim 1^\circ - 8^\circ$. Кроме того, далеко не всегда чувствительной поверхности детектора может быть придана форма круга Роуланда, и тогда возникает расфокусировка в спектре. Вдобавок, расстояние «решетка–спектральный фокус» меняется с длиной волны, препятствуя получению (равномерного) пространственного разрешения на значительном интервале при использовании скрещенного фокусирующего зеркала скользящего падения.

В 1980 г. Т. Харада сообщил о расчете спектрографа скользящего падения ($\alpha = 3^\circ$) с плоским участком фокальной кривой, отвечающим области длин волн 50–200 Å, в котором дифрагирующие лучи составляют небольшие углы с нормалью к этому участку [1]. Позднее он продемонстрировал этот спектрограф в действии при регистрации спектров лазерной плазмы. В нем использована сферическая VLS-решетка (varied line-space) с шагом, изменяющимся от 0.99 до 0.69 мкм на апертуре 50 мм. Частота штрихов в центре $p_0 = 1200 \text{ мм}^{-1}$. Этот спектрограф получил название спектрографа Харады. Недавно в LLNL (США) был создан спектрограф с плоским полем с VLS-решеткой ($R = 44.3 \text{ м}$, $p_0 = 2400 \text{ мм}^{-1}$, $\alpha \approx 2^\circ$) и охлаждаемой ПЗС-матрицей для спектроскопии лазерной плазмы в

области 10–50 Å [2]. Полный набор параметров оптической схемы спектрографа не приводится.

Целью нашей работы было заново проанализировать возможности, которые дает использование сферических VLS-решеток в МР-диапазоне, и рассчитать семейство спектрометров, имея в виду в дальнейшем создание спектрометров этого класса.

Аналитические выражения и расчет

Пусть частота штрихов VLS-решетки описывается полиномом ($p(w) = dn/dw$, где n – номер штриха)

$$p(w) = p_0 + p_1 w + p_2 w^2 + p_3 w^3 + \dots \quad (1)$$

Принцип Ферма дает известные выражения

$$\cos \varphi - \cos \psi = m \lambda p_0, \quad (2)$$

$$\frac{\sin^2 \varphi}{r} - \frac{\sin \varphi}{R} + \frac{\sin^2 \psi}{r'_h} - \frac{\sin \psi}{R} + m \lambda p_1 = 0, \quad (3)$$

где φ и ψ – углы падения и дифракции центрального луча. Уравнение (3) описывает положение параксиального спектрального фокуса r'_h . Коэффициент p_1 в (3) модифицирует спектральную фокальную кривую, а p_2 и p_3 из (1) отвечают за меридиональную кому и сферическую aberrацию. Используя члены разложения оптической длины пути по степеням w^3 и w^4 из [3], мы получили аналитические условия, при которых меридиональная кома и сферическая aberrация для пучка в главной плоскости равны нулю. На рис. 1 показано поведение спектрального фокуса при изменении p_1 для решетки с $R = 2 \text{ м}$ и $p_0 = 1200 \text{ мм}^{-1}$, установленной под скользящим углом 4° на расстоянии 130 мм от источника. Обращают на себя внимание два раз-

личных участка кривых. Во-первых, это значение p_1 , при котором участок фокальной кривой от 9 до 25 нм почти плоский и почти нормален к падающим лучам (составляет с ними углы $76^\circ-71^\circ$, см. табл. 1). Похожий участок использован в спектрографе Харады. Во-вторых, подбором параметров схемы (прежде всего, параметра p_1) удается даже сориентировать фокальную плоскость нормально к падающим пучкам на выбранном интервале $m\lambda$. При этом расстояние «решетка–фокальная поверхность» почти постоянно на этом интервале $m\lambda$, что благоприятствует достижению высокого (одномерного) пространственного разрешения.

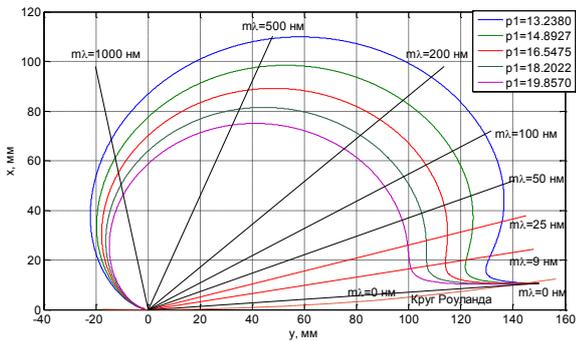


Рис. 1. Поведение спектрального фокуса в компактном варианте (0.25 м) спектрографа при изменении p_1

Выбор рабочего участка фокальной кривой может быть сделан либо в пользу прямолинейного участка для минимизации геометрической расфокусировки на плоской поверхности детектора (рис. 2а), либо в

пользу участка фокальной кривой, почти перпендикулярного лучам (рис. 2б), достижения максимального пространственного разрешения при помощи вогнутого зеркала, скрещенного по отношению к решетке. Последнее соответствует участку кривой с $p_1=19.857$ между лучами с $m\lambda=25$ и 50 нм, а также участкам между лучами 50 и 100 нм на всех приведенных кривых (рис. 1). Если иметь в виду регистрацию спектра в интервале 12.5–25 нм, то речь идет о работе во 2-м (4-м) порядке дифракции. В табл. 1 собраны параметры трех спектрометров, а также стигматического варианта схемы длиной 25 см (обозначения см. на рис. 2а и 2б).

Таблица 1. Параметры спектрографов с плоским полем.

Вариант	1	2	3	1а
Длина, см	25	50.2	150	23.4
λ , нм	9–25	5–20	2–11	9–25
α	4	3	2	4
L_1 , мм	130	252	750	130
L_2 , мм	112.5	250	750	104.2
δ , °	4.723	0	0	-10.4
$\psi_{min} \dots \psi_{max}$	9.3...14.6	7.0...12.9	6.0...13.3	
$\psi + \delta$	14.0...19.3	7.0...12.9	6.0...13.3	≈ 0
R , м	2	6	30	2
P_0 , мм ⁻¹	1200	1200	2400	1200
P_1 , мм ⁻²	16.55	8.0	5.634	16.55
$d\lambda/ds$, Å/мм	14	5.6	0.9	12

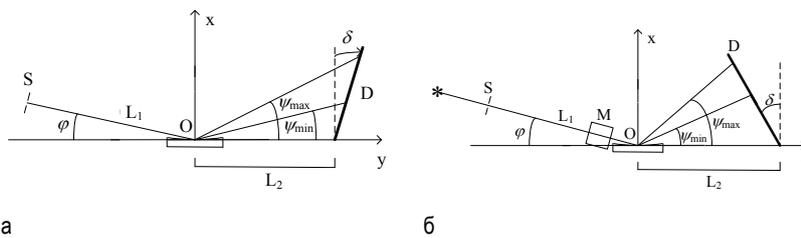


Рис. 2. Варианты спектрографа с наклонным (а, вариант Харады) и нормальным (б) падением лучей на детектор. VLS-решетка ($p_0=600 \text{ мм}^{-1}$, $p_1=2.2 \text{ мм}^{-2}$), изготовленная в НПО ГИПО методом интерференционной литографии (в)

Заключение

Рассчитаны три МР-спектрографа высокого разрешения с плоским полем длиной 0.25, 0.5 и 1.5 м; рассчитана схема со скрещенным зеркалом, дающая пространственное разрешение $\sim 10 \text{ мкм}$.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00506).

Литература

1. T. Harada, T. Kita // Appl. Opt., V. 19, 3987 (1980).
2. J. Dunn, et al. // Rev. Sci. Instrum., V. 79, 10E314 (2008).
3. T. Namioka // JOSA, V. 49, 446 (1959).

Внеплоскостные ламельные решетки для мягкого и жесткого рентгеновского излучения

Л.И. Горай^{1, 2, *}, W. Jark³, H. Marlowe⁴

1 Академический университет, ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А, Санкт-Петербург, 194021.

2 Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр., 26, Санкт-Петербург, 190103.

3 Elettra – Sincrotrone Trieste S.c.p.A., S.S. 14 km 163.5 in Area Science Park, I-34149 Basovizza (TS), Italy.

4 The University of Iowa Department of Physics & Astronomy, 210 Van Allen Hall, Iowa City, IA, USA.

*lig@pcgrate.com

The influence of finite conductivity of lamellar soft- and hard-x-ray gratings and their groove profile shapes on the efficiency in grazing-incidence conical diffraction has been determined. Two numerical models (perfect and finite conductivities) were compared with the experiment. High and equal absolute diffraction efficiency of ± 1 orders ($\sim 30\%$) can be achieved for off-plane gratings working as amplitude beam splitters, e.g. in delay lines at free electron laser sources.

Введение

Отражательные ламельные (с прямоугольным профилем штрихов) рентгеновские решетки могут эффективно использоваться в качестве диспергирующих элементов монохроматоров, работающих на синхротронных пучках, в спектрометрах космических обсерваторий, а также для делителей пучков рентгеновского излучения, в т.ч. лазеров на свободных электронах (РЛСЭ). Отличительной особенностью ламельных решеток скользящего падения, по сравнению с аналогичными решетками нормального падения, является не столь существенный проигрыш в дифракционной эффективности решеткам с треугольным профилем. Если к этому добавить подавление четных порядков и высокотехнологичные методы изготовления, обеспечивающие низкую шероховатость, их применение в некоторых случаях является предпочтительным. Еще больший выигрыш от использования ламельных рентгеновских решеток можно получить в схемах внеплоскостного падения (конической дифракции), позволяющих получать высокую эффективность при практически любых параметрах решетки и излучения. Использование ламельных решеток во внеплоскостных схемах спектральных приборов мягкого рентгеновского (МР) диапазона оказалось весьма перспективным для будущих космических миссий [1]. Для амплитудных делителей пучка в линиях задержки РЛСЭ использование ламельных отражательных решеток, работающих в

конической дифракции в жестком рентгене (ЖР), впервые было предложено в [2] и экспериментально подтверждено в [3] для диапазона 4–12.4 кэВ.

Метод расчета

Мы применяем метод граничных интегральных уравнений для теоретического описания свойств решеток, работающих во внеплоскостной схеме. Метод излагается здесь кратко, так как он подробно описан в [4]. Задача 3D-дифракции на решетках общего вида, представляемых как бесконечные однопериодические 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 y -направлению и испытывают определенные скачки на интерфейсах между областями решетки. В случае классической дифракции, когда падающий волновой вектор ортогонален z -направлению, система разделяется на две независимые задачи для двух основных поляризаций падающей волны. Для случая конической дифракции граничные величины z -компонент поля, так же как их нормальные и тангенциальные производные на интерфейсах, связаны. Таким образом, неизвестные являются скалярными функциями в случае классической дифракции и двухкомпонентными векторными функциями — в конической дифракции. На основе интегрального метода были разработаны

программы PCGrate™ [5], с помощью которых производились расчеты для моделей идеальной и конечной проводимости материала решетки.

Результаты

На рис. 1 представлена эффективность Au-решетки 6033 /мм с профилем в виде синусоидальной трапеции глубиной $h = 65$ нм и шириной штриха 60 нм при поляризации падающего МР-излучения параллельно плоскости решетки (ТМ) и азимутальном угле падения $\varphi = 88.5^\circ$. Как видно из сравнения кривых, приближение идеальной проводимости не совпадает с конечно-проводящими данными, особенно на краях спектрального диапазона. Напротив, модель конечной проводимости хорошо согласуется с измерениями, выполненными на источнике синхротронного излучения в диапазоне длин волн $\lambda = 0.8\text{--}4$ нм [6]. Отметим, что ТЕ-эффективности решетки близки к ТМ-значениям.

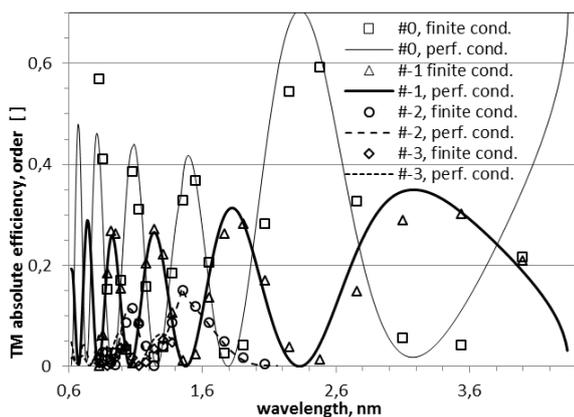


Рис. 1. Зависимость эффективности 6033 /мм Au-синусоидально-трапецеидальной решетки от длины волны

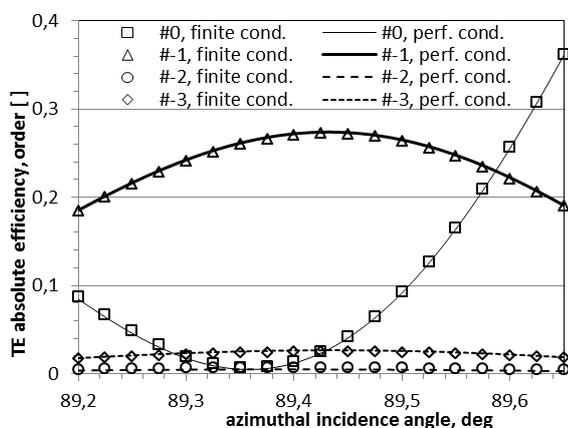


Рис. 2. Зависимость эффективности 1200 /мм Au-ламельной решетки от азимутального угла падения

На рис. 2 представлена угловая зависимость эффективности Au-ламельной решетки 1200 /мм с $h = 7$ нм и отношением ширины штриха к канавке 0.82, рассчитанной для $\lambda = 0.31$ нм и ТЕ-поляризации. Данная решетка исследовалась на предмет разработки амплитудных отражательных делителей пучка РЛСЭ, работающих в скользящей внеплоскостной схеме и широком диапазоне длин волн ЖР. В силу симметрии профиля штрихов и геометрии падения излучения (вдоль штрихов) эффективности всех «+» порядков в точности равны соответствующим эффективностям «-» порядков. Кривые рис. 2 и другие полученные результаты демонстрируют возможность направить по $\sim 30\%$ интенсивности падающего излучения в ± 1 порядки делителя пучка. Благодаря мелкому профилю штрихов и короткой длине волны приближение идеальной проводимости в точности совпадает с данными для конечной проводимости при всех углах падения, а значения ТЕ/ТМ-эффективностей почти одинаковы. Результаты расчетов отлично согласуются с данными измерений на синхротроне при учете случайной шероховатости, в т. ч. для других длин волн [3,7].

Заключение

Определено влияние конечной проводимости ламельных МР- и ЖР-решеток и формы их штрихов на эффективность в скользящей конической дифракции. В МР-диапазоне исследована поляризационная чувствительность решеток при симметричном падении излучения вдоль штрихов. Проведено сравнение двух расчетных моделей (идеальной и конечной проводимости) с экспериментом. Показана возможность достижения 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 14-02-00391).

Литература

1. R. McEntaffer, C. DeRoo, T. Schultz, *et al.* // *Experimental Astronomy*, V. 36, 389–405 (2013).
2. L.I. Goray // *J. Surf. Invest.*, V. 2, 796–800 (2008).

3. W. Jark and D. Eichert // *Opt. Express*, V. 23, 22753 (2015).

4. L.I. Goray and G. Schmidt, in *Gratings: Theory and Numeric Applications*. Sec. rev. ed., E. Popov, ed., Ch. 12 (Institut Fresnel, AMU, 2014).

5. I. I. G., Inc. [Электронный ресурс]: офиц. сайт. Staten Island, 2007. URL: <http://www.pcgrate.com> (дата обращения: 22.01.2016).

6. H. Marlowe, R.L. McEntaffer, C.T. DeRoo, *et al.* // *Proc. SPIE*, V. 9603, 960318 (2015).

7. W. Jark and D. Eichert // *J. Synchrotron Rad.*, V. 23, 91–97 (2016).

Повышение эффективности дифракционных решеток за счет полировки поверхности штриха ионно-пучковым травлением

М.В. Зорина¹, С.Ю. Зуев¹, М.С. Михайленко^{1,*}, А.Е. Пестов¹, Н.И. Чхало¹, Н.Н. Салащенко¹

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

*mikhaylenko@ipmras.ru

В работе показана возможность повышения эффективности первого порядка дифракции (до 10 раз) дифракционных решеток-эшелетов из плавленного кварца на МР- и ЭУФ-диапазоны длин волн за счет полировки поверхности штриха нейтрализованными ионами Ag с энергией 1250 эВ. Обработка осуществляется при нормальном падении ионов на поверхность образца и съеме материала на уровне 150–300 нм.

Введение

Отражательные дифракционные решетки широко используются для получения спектров в рентгеновском диапазоне длин волн и являются основным средством исследования в таких областях науки как физика твердого тела, физика горячей плазмы, космическая астрофизика и др. Известно, что в длинноволновой части спектра электромагнитного излучения (ИК, видимом, ближнем ультрафиолетовом) высокого качества спектров можно достигнуть с помощью решеток нормального падения. В рентгеновской области спектра эффективной дисперсии и высокого отражения можно достигнуть только при скользком падении. Для повышения эффективности в этой области длин волн применяются дифракционные решетки с блеском (решетки-эшелеты) (рис. 1).

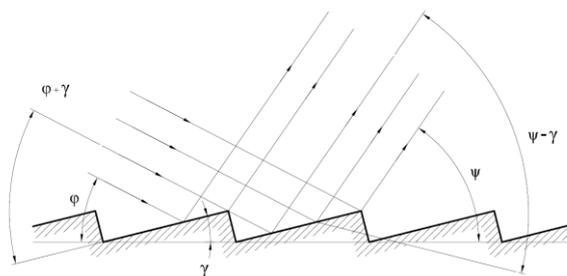


Рис. 1. Профиль штриха эшелета

Максимальная эффективность достигается при соотношении между углами, называемом условием блеска:

$$\varphi + \gamma = \psi - \gamma. \quad (ф1)$$

Основным фактором, влияющим на снижение дифракционной эффективности, является шерохова-

тость поверхности штриха дифракционной решетки. Традиционным методом изготовления дифракционных решеток-эшелетов является механическая нарезка. При такой процедуре происходит развитие шероховатости плоскости поверхности штриха, что приводит к значительному рассеянию излучения и, соответственно, снижению дифракционной эффективности. В данной работе предлагается методика полировки поверхности штриха дифракционной решетки из плавленного кварца ионной бомбардировкой.

Методика

Для сглаживания шероховатостей оптических элементов из плавленного кварца была разработана методика на основе ионно-пучкового травления ионами инертных газов как для плоских, так и для неплоских поверхностей. Для образцов, подвергшихся только стандартной процедуре глубокой шлифовки-полировки, имеющих исходную $\sigma_{\text{eff}} \sim 0,5$ нм наблюдается сглаживание шероховатости до предельного уровня $\sigma_{\text{eff}} \sim 0,25$ нм, при съеме материала более 1 мкм [1]. Данная методика была перенесена на дифракционные решетки.

В качестве источника ускоренных ионов использовался технологический источник с холодным катодом («КЛАН-103М», Платар, Россия), который позволяет работать с инертными и активными газами в диапазоне энергий 300-1500 эВ, выходная апертура представляет собой круг с диаметром 100 мм. Источник формирует квазипараллельный пучок с плотностью ионного тока 0.25-1.25 мА/см². Обработка поверхности осуществлялась нейтрализованными ионами Ag с энергией 1250 эВ (оптимальная энергия с точки зре-

Таблица 1. Эффективность первого порядка дифракции до и после ионной полировки.

Длина волны, нм	До травления, %		После травления, %	
	1 ДР	2 ДР	1 ДР	2 ДР
4,47 (С)	0,4	2,0	3,0	5,2
6,4 (Мо)	2,5	4,0	10,0	9,4
8,21 (Zr)	5,2	4,7	13,0	7,8
11,2 (Be)	6,3		10,1	
13,5 (Si)	6,3	3,1	8,0	3,9
17,1 (Al)	3,2		3,7	

Таблица 2. Эффективность первого порядка дифракции после нанесения Сг.

Длина волны, нм	Диф. решетка №1, %	Диф. решетка №2, %
4,47 (С)	11,2	13,6
6,4 (Мо)	19,6	12,8
8,21 (Zr)	18,4	9,8
11,2 (Be)	13,3	-
13,5 (Si)	9,8	3,3
17,1 (Al)	4,6	1,3

ния скорости обработки и сглаживания шероховатости [1]) при нормальном падении ионов. Съем материала производится на уровне 150-300 нм.

Результаты

В качестве образцов использовались кварцевые решетки производства ОАО «НПО ГИПО», Казань, Россия, размером 60x70 мм с плотностью штрихов 900 штр./мм и размером 40x30 мм² с плотностью штрихов 600 штр./мм.

Типовые сечения АСМ-кадра поперек штриха дифракционной решетки до и после ионной обработки представлены на рис. 2.

Как можно видеть из рисунка, наблюдается заметное сглаживание шероховатости поверхности штриха, а геометрия штриха становится более правильной треугольной формы.

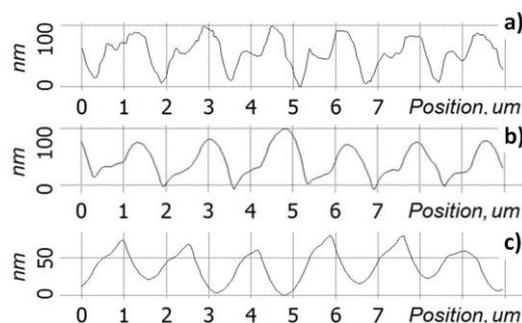


Рис. 2. Сечение АСМ-кадра поперек штриха дифракционной решетки: а) исходная; б) глубина травления 150 нм; с) глубина травления 300 нм

Эффективность первого порядка дифракции двух дифракционных решеток с различным углом блеска до и после ионной полировки на различных длинах волн приведена в таблице 1.

Дополнительно повысить эффективность дифракционных решеток удалось за счет нанесения металлического отражающего покрытия (пленка Сг толщиной 40 нм) (см. таблицу 2).

Выводы

В работе показано, что методика сглаживания шероховатости плавленого кварца позволяет проводить полировку поверхности штриха дифракционных решеток-эшелетов, что приводит к повышению эффективности первого порядка дифракции до 10 раз в МР- и ЭУФ-диапазонах длин волн.

Дополнительное повышение эффективности производится нанесением металлического отражающего покрытия, в данном случае пленки Сг толщиной 40 нм.

Работа поддержана грантом РФФИ 15-02-07660, Министерством науки и образования России и ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. N.I. Chkhalo, S.A. Churin, M.S. Mikhaylenko, *et al.* // Applied Optics, Vol. 55, No. 9 (2016) (принято в печать).

Двухзеркальный асферический объектив Шварцшильда для стенда ЭУФ-наноитографа

М.В. Зорина, С.Ю. Зуев, И.В. Малышев, В.Н. Полковников, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Д.С. Сидоров, М.Н. Торопов*, Н.И. Чхало

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

*toropov@ipm.sci-nnov.ru

Работа посвящена развитию и разработке новых методов измерений оптических поверхностей и волновых aberrаций оптических систем с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения. Особое внимание уделяется контролю оптических поверхностей асферической формы и волновых aberrаций объективов. В данной работе разработана и применена на практике новая математическая модель для измерения формы поверхности асферических зеркал с использованием корректора волнового фронта для двухзеркального проекционного объектива Шварцшильда для стенда ЭУФ-наноитографа с рабочей длиной волны 13,5 нм, что позволило повысить точность восстановления формы поверхности.

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 – 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-наноитографа 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 не менее 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 обес-

печивают 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 будут изготовлены новые зеркала, коррекция которых будет проводиться при нормальном падении ионов на деталь, при которой шероховатость не развивается [3]. Для измерений формы асферических поверхностей будет разработана и применена на практике новая математическая модель.

Методика эксперимента

Для измерения формы поверхности асферических зеркал и волновых aberrаций проекционного объектива для стенда ЭУФ-наноитографа применяется интерферометр с дифракционной волной сравнения (ИДВС) на основе одномодового оптического волокна с субволновой выходной апертурой [4]. Поскольку зеркала объектива имеют асферическую форму поверхности с отклонением от ближайшей сферы в несколько мкм, для их измерений необходимо применять дополнительные оптические элементы – корректоры волнового фронта, преобразующие сферический эталонный фронт в асферический, по форме близкий к исследуемой асферике. Для учета деформаций фронта, обусловленных погрешностями самого корректора, его поверхности должны быть только сфериче-

скими, для того чтобы их можно было измерить с субнанометровой точностью с помощью ИДВС, что и было реализовано в методике, подробно описанной в [2]. Однако этот метод приводит к дополнительным неконтролируемым ошибкам, к тому же не учитывает отклонение толщины (расстояние между вершинами поверхностей) корректора от номинального значения, неоднородности 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 [5] 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 симметричные ошибки в системе, что приводит к необходимости использования дополнительной информации о корректоре.

Результаты и обсуждения

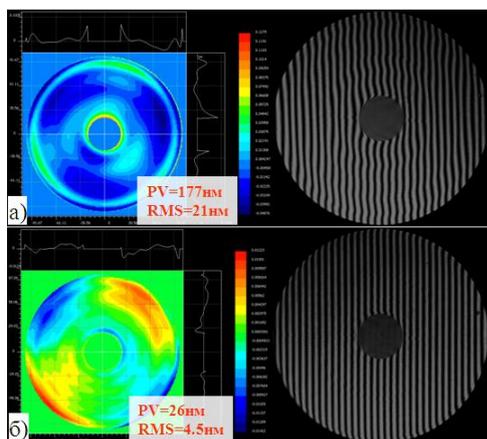


Рис. 1. Карта поверхности асферического зеркала M2 проекционного объектива с aberrацией корректора: а) до коррекции; б) после 16-й коррекции

С использованием данного метода было изготовлено асферическое зеркало M2 для ЭУФ-нано-литографа. На рисунке 1 приведены результаты измерений формы поверхности до ($PV = 177$ нм, $RMS = 21$ нм) и после 16 коррекций ($PV = 26$ нм,

$RMS = 4.5$ нм) с aberrациями корректора. После каждого процесса коррекции формы поверхности делалась математическая обработка результатов измерений. Были получены карта формы поверхности зеркала и карта aberrаций корректора. На рисунке 2 приведены результаты обработки после 16-й коррекции. Видно, что на последней стадии коррекций ошибки, вносимые корректором, в процессе измерений превосходят ошибки формы поверхности исследуемого зеркала. Абсолютная среднеквадратическая ошибка измерений составила ~ 0.6 нм.

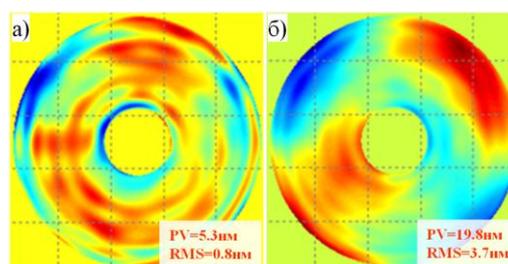


Рис. 2. Результаты математической обработки после 16 коррекции: а) карта ошибок формы поверхности M2; б) aberrации корректора

В докладе также будут представлены результаты измерений формы поверхности выпуклого асферического зеркала M1 в составе двухзеркального проекционного объектива. На окончательной стадии коррекции будет произведен контроль шероховатостей формы поверхностей зеркал во всем диапазоне пространственных частот, а также напылены бесстрессовые высокоотражающие многослойные структуры на основе Mo/Si.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-07-00306.

Литература

1. Д.Г. Волгунов *и др.* // Известия РАН. Сер. физ. 2013. Том 77. №1. С. 4-8.
2. С.Ю. Зуев *и др.* // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Том 75. №1. С. 61-64.
3. М.М. Барышева *и др.* // Изв. РАН. Серия физическая. 2012. Том 76. № 2. С. 190.
4. Е.Б. Ключенков *и др.* // Российские нанотехнологии. С. 90. 2008. Т. 3. № 9–10.
5. И.В. Малышев, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2015. № 7. С. 87–92.

Термостабильные многослойные композиции для пленочного защитного экрана в установках проекционной ЭУФ-литографии

С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин *

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

*tsybin@ipmgras.ru

В качестве альтернативы MoSi_2 -защитным покрытиям пленочного экрана нанолитографа рассмотрены варианты покрытий на основе нитридов и оксидов прозрачных на длине волны 13,5 нм металлов и кремния. Показано, что покрытия SiO_2 и Si_3N_4 обеспечивают более высокую стойкость к окислению, однако при нагреве имеет место натяжение пленок, вызванное, по-видимому, кристаллизацией покрытий. Из нитридных пленок наибольшую перспективу демонстрируют нитриды силицидов циркония и молибдена.

Введение

Одной из актуальных задач, стоящих перед разработчиками оборудования для ЭУФ-литографии, является разработка защитного тонкопленочного экрана для фотошаблона (маски), призванного защитить маску от возможного попадания пылинок, которое приводит к искажению формируемого на ЭУФ-резисте изображения. Сложность задачи состоит в том, что требуется обеспечить высокое пропускание в ЭУФ-диапазоне при размере свободновисящей пленки > 100 нм и, кроме того, высокую термическую стойкость экрана (плотность поглощенной защитным экраном мощности, при достижении мощности излучения лазерно-плазменного источника в промежуточном фокусе 250 Вт, будет превосходить 5 Вт/см^2).

Ранее нами были изготовлены демонстрационные образцы ультратонких многослойных Mo/ZrSi_2 - и Mo/NbSi_2 -пленочных экранов толщиной 20–25 нм с пропусканием 84–86% на длине волны 13,5 нм и апертурой до 80 нм [1]. В состав многослойных пленок входят защитные покрытия из силицида молибдена, существенно замедляющие процесс окисления в условиях тепловых нагрузок.

Недостатком Mo/ZrSi_2 - и Mo/NbSi_2 -структур с MoSi_2 -защитными покрытиями является кристаллизация силицидов при сравнительно невысоких температурах. Вакуумный отжиг однородных пленок ZrSi_2 и MoSi_2 показал, что при температурах в районе 340–380°C за короткое время (минуты) про-

исходит кристаллизация изначально аморфных пленок силицидов [2]. Кристаллизация материала пленки приводит к натяжению свободновисящей части пленки и возникновению внутренних напряжений, что может вызывать повреждение пленки. Возможное решение проблемы заключается в замене прослоек и защитных покрытий из силицидов на более термически стабильные.

Методика эксперимента

В настоящей работе в качестве альтернативы MoSi_2 -защитным покрытиям рассматриваются варианты на основе нитридов и оксидов прозрачных на длине волны 13,5 нм металлов и кремния. Основная задача состояла в изучении их защитных свойств и поведения при вакуумном нагреве вплоть до плотности поглощенной мощности $1,5 \text{ Вт/см}^2$ (температура около 600°C). Исходя из анализа литературных данных по термической стойкости были рассмотрены следующие материалы: Si_3N_4 , SiO_2 , ZrN , ZrSi_2N_x , MoSi_2N_x ($x = 3-4$). Слои Si_3N_4 и SiO_2 были получены высокочастотным распылением соответствующих мишеней, остальные – распылением металла или силицида на постоянном токе в смеси Ar и N_2 (в соотношении $\text{N}_2/\text{Ar} \approx 1/9$). Нагрев свободновисящих пленок осуществлялся на стенде путем пропускания через пленку электрического тока. Так как оксидные и нитридные пленки высокоомны (вследствие чего невозможно данным методом нагреть однородные пленки), для экспериментов в большинстве случаев использовались многослой-

ные пленки, состоящие из чередующихся пар слоев Мо и нитрида (оксида). Защитные свойства пленок определялись по изменению пропускания Мо/ZrSi₂-структуры с соответствующими покрытиями в сравнении с изменениями, имеющими место в случае использования MoSi₂-защитных покрытий при той же поглощенной плотности мощности $q = 1,5$ Вт/см².

Результаты и их обсуждение

Пропускание Mo/ZrSi₂-структуры с MoSi₂-3,5 нм защитными покрытиями (толщина покрытий составляла 3,5 нм) на длине волны 13,5 нм уменьшилось после вакуумного отжига (давление остаточных газов в камере 5×10^{-8} Торр) в течение 24 часов при $q = 1,5$ Вт/см² с 72,7% до 71% и выросло на длине волны 633 нм с 0,69% до 0,75%. Натяжение пленки становится заметным на стадии выключения и при снижении уровня поглощенной мощности до 0,5 Вт/см²: изначально волнистая пленка становится натянутой (зеркальной).

SiO₂- и Si₃N₄- защитные покрытия показали высокую эффективность. Пропускание Mo/ZrSi₂-структуры с SiO₂-4 нм защитными покрытиями на длине волны 13,5 нм ($T = 71\%$) после нагрева в течение суток при $q = 1,5$ Вт/см² не изменилось, пропускание на длине волны 633 нм выросло с $T_{in} = 1,51\%$ до $T_{ann} = 1,66\%$). Пропускание Mo/ZrSi₂-структуры с Si₃N₄-3,3 нм на длине волны 633 нм после нагрева выросло с $T_{in} = 1,57\%$ до $T_{ann} = 1,73\%$. На стадии остывания пленки с SiO₂-покрытиями стали натянуты уже при 1 Вт/см², пленка же с Si₃N₄-покрытиями натянулась в процессе нагрева. Нагрев Mo/SiO₂- и Mo/Si₃N₄-структур показал, что заметное натяжение пленок возникает при $q = 0,2-0,25$ Вт/см², и, предположительно, такое поведение связано с кристаллизацией SiO₂- и Si₃N₄-слоев.

Mo/ZrSi₂-структура с ZrN-3,6 нм защитными покрытиями начала натягиваться на этапе нагрева (при $q = 0,8$ Вт/см²), аналогично повела себя Mo/ZrN-многослойная структура, что говорит о процессах кристаллизации слоев ZrN, причем влияние на натяжение пленки гораздо существеннее, чем в случае MoSi₂-защитных покрытий.

Mo/ZrSi₂-структура с ZrSi₂N_x-3,2 нм защитными покрытиями нагревалась в течение 22 часов при

$q = 1,5$ Вт/см², пленка начала заметно натягиваться на этапе выключения (при $q = 1$ Вт/см²), что несколько выше, чем в случае MoSi₂-защитных покрытий. После отжига пленка оказалась поврежденной, пропускание на длине волны 633 нм выросло с 1,56% до 1,8%.

Был проведен кратковременный нагрев MoSi₂N_x-70 нм пленки до 1,5 Вт/см², при этом в отличие от случая MoSi₂ не наблюдалось натяжения пленки.

Нитридные или оксидные слои сравнительно хрупки, кроме того, они непрозрачны на рабочей длине волны 13,5 нм, что ограничивает возможность создания полномасштабного защитного экрана с пропусканием 90% в случае использования их в качестве прослоек (путем замены ZrSi₂). В настоящее время как альтернатива ZrSi₂-прослойкам предлагаются Mo₂C-слои. Вакуумный нагрев однородной пленки Mo₂C при $q = 1,5$ Вт/см² не выявил натяжения, однако, наблюдалось снижение пропускания на длине волны 13,5 нм.

Заключение

Из исследованных покрытий наиболее перспективным является MoSi₂N_x-покрытие. SiO₂- и Si₃N₄-покрытия более эффективны в качестве защиты от окисления по сравнению с MoSi₂, однако, по видимому, кристаллизуются при меньших температурах. В случае, если MoSi₂N_x-защитные покрытия окажутся столь же эффективны, как MoSi₂, то можно будет рассматривать в качестве альтернативы Mo/ZrSi₂-структуре с MoSi₂-защитными покрытиями Mo/Mo₂C-структуру с MoSi₂N_x-защитными покрытиями как обладающую более высокой термической стабильностью, хотя и проигрывающей по коэффициенту пропускания в ЭУФ-диапазоне.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 13-02-01210.

Литература

1. Б.А. Володин, Е.Б. Ключенков, А.Я. Лопатин и др. // Известия РАН. Серия физическая, Т. 78, № 1, С. 82 (2014).
2. С.А. Гусев, М.Н. Дроздов, Е.Б. Ключенков и др. // Труды XIX Международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника», Т. 1, С. 378 (2015).

Рентгеновское отражение от латерально ограниченной многослойной дифракционной решетки

А.В. Карпов, В.И. Пунегов*

Отдел математики Коми НЦ УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.
*vpunegov@dm.komisc.ru

Для описания динамической дифракции жесткого рентгеновского излучения от многослойной дифракционной решетки (МДР) в обратном пространстве разработана теория с учётом ограниченного фронта падающей волны. Полученные решения одномерных уравнений найдены с использованием теоремы Котельникова. Исследованы граничные условия задачи и показано влияние ширины засветки падающим пучком на распределение интенсивности рассеяния в обратном пространстве.

Введение

С появлением новых подходов к задачам рентгеновского рассеяния на многослойных дифракционных решетках (МДР) совершенствуются методы анализа дифракционных данных, в частности все интенсивнее используется картографирование интенсивности рассеяния в обратном пространстве. Когерентное рассеяние на решетках описывается в рамках пространственно неограниченных рентгеновских пучков, при этом дифракционные порядки становятся бесконечно узкими в латеральном направлении, и такой теоретический подход к задачам картографирования неприменим. Поскольку в экспериментальных исследованиях рентгеновские пучки латерально ограничены, необходимо новое рассмотрение дифракционной задачи с учетом этого обстоятельства.

Теория

Из анализа укороченных уравнений дифракции следует, что в объеме многослойной поверхностной решетки распространяются две волны - проходящая $A_0(\mathbf{r})\exp(i\mathbf{K}_0\mathbf{r})$ и дифрагированная $A_1(\mathbf{r})\exp(i\mathbf{K}_1\mathbf{r})$, где \mathbf{K}_0 — волновой вектор падающей волны, $\mathbf{K}_1=\mathbf{K}_0+\mathbf{h}$, \mathbf{h} — вектор обратной решетки многослойной структуры. Амплитуды $A_{0,1}(\mathbf{r})$ являются медленно меняющимися функциями от пространственных координат. В уравнениях дифракции перейдем в Фурье-пространство амплитуд:

$$\tilde{A}_{0,1}(\xi, z) = (2\pi)^{-1} \int dx e^{-i\xi x} A_{0,1}(x, z),$$

в результате чего эти уравнения будут иметь вид:

$$\begin{aligned} (i\xi \operatorname{ctg} \theta_B - \frac{\partial}{\partial z}) \tilde{A}_0(\xi, z) &= i \int d\xi' \tilde{U}(\xi - \xi', z) \\ &\times (a_0 \tilde{A}_0(\xi', z) + a_{-1} \tilde{A}_1(\xi', z)), \\ (i\xi \operatorname{ctg} \theta_B - i\eta + \frac{\partial}{\partial z}) \tilde{A}_1(\xi, z) &= i \int d\xi' \tilde{U}(\xi - \xi', z) \\ &\times (a_1 \tilde{A}_0(\xi', z) + a_0 \tilde{A}_1(\xi', z)). \end{aligned} \quad (1)$$

Заметим, что система перевязанных интегродифференциальных уравнений зависит только от одного углового параметра η , который характеризует отклонение образца от брэгговского положения θ_B . В режиме $\theta-2\theta$ сканирования в \mathbf{q} -пространстве (q_x и q_z — проекции задающего отклонение вектора дифракции от узла обратной решетки) $\eta = k_P \operatorname{ctg} \theta_B + q_z$, где $k_P = 2\pi/P$, n — номер ближайшего спутника, P — период дифракционной решетки. Пусть функция $U(x, z)$ описывает профиль многослойной дифракционной решетки, причем она равна единице внутри штриха и нулю вне штриха. Тогда функция \tilde{U} в системе уравнений (1) является Фурье-образом функции U . Динамические коэффициенты a_0 , a_1 и a_{-1} в уравнениях (1) определены в [1].

Рассмотрим МДР, состоящую из N_x штрихов. Тогда Фурье-образ функции $U(x, z)$, моделирующей дифракционную решетку, равен

$$\tilde{U}(\xi, z) = \frac{B(z)}{2\pi} \operatorname{sinc}(\xi B(z)/2) \frac{\sin(N_x \xi P/2)}{\sin(\xi P/2)}, \quad (2)$$

где $B(z)$ — ширина штриха на высоте z . Учитывая, что функция $U(x, z)$ имеет компактный носитель, по

теореме Котельникова её Фурье-образ можем записать в виде ряда

$$\tilde{U}(\xi, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{U}(k_{Bx}m, z) \text{sinc}(B_x \xi / 2 - \pi m). \quad (3)$$

Здесь величина B_x является произвольной величиной, характеризующей компактность носителя функции $U(x, z)$, т.е. $B_x > N_x P$, $k_{Bx} = 2\pi/B_x$. Рассмотрим граничные условия задачи: $A_0(x, T) = U(|x| < W_x/2)$ и $A_1(x, 0) = 0$, где W_x — ширина засветки образца, а функция $U(x)$ равна 1, если координата x внутри штриха, и 0, если вне его. Граничные условия обуславливают компактность носителя функций $A_{0,1}(x, z)$, поэтому амплитуды, согласно теореме Котельникова, можно представить также в виде ряда (3) и с тем же параметром B_x , но с дополнительным условием $B_x > W_x + 4T \text{ctg} \theta_B$.

Далее, от уравнения дифракции можно перейти к матричным уравнениям:

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \mathbf{A}_0(z) \\ \mathbf{A}_1(z) \end{pmatrix} = i \begin{pmatrix} \mathbf{M}_{11}(z) & \mathbf{M}_{12}(z) \\ \mathbf{M}_{21}(z) & \mathbf{M}_{22}(z) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{A}_0(z) \\ \mathbf{A}_1(z) \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Здесь векторы $\mathbf{A}_{0,1}(z)$ состоят из неизвестных функций $\tilde{A}_{0,1}(k_{Bx}r, z)$, где r — индекс строки вектора. Матрицы в (4) имеют вид: $\mathbf{M}_{11}(z) = k_{Bx} \text{ctg} \theta_B \mathbf{D} - a_0 \mathbf{T}(z)$, $\mathbf{M}_{12}(z) = -a_1 \mathbf{T}(z)$, $\mathbf{M}_{21}(z) = a_1 \mathbf{T}(z)$, $\mathbf{M}_{22}(z) = \eta \mathbf{I} - k_{Bx} \text{ctg} \theta_B \mathbf{D} + a_0 \mathbf{T}(z)$, где \mathbf{I} — единичная матрица, \mathbf{D} — диагональная матрица, такая, что $(\mathbf{D})_{r,r} = r$, $(\mathbf{T}(z))_{r,c} = k_{Bx} \tilde{U}(k_{Bx}(r-c), z)$. В общем случае размерность векторов и матриц не ограничена, т.е. индексы (r и c) пробегает значения от $-\infty$ до $+\infty$.

Решение матричного уравнения (4) имеет вид

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A}_0(T) \\ \mathbf{A}_1(T) \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \mathbf{W}_{11} & \mathbf{W}_{12} \\ \mathbf{W}_{21} & \mathbf{W}_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{A}_0(0) \\ \mathbf{A}_1(0) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $\mathbf{W} = \mathbf{V}_L e^{i(z_L - z_{L-1})\Lambda_L} \mathbf{V}_L^{-1} \dots \mathbf{V}_1 e^{i(z_1 - z_0)\Lambda_1} \mathbf{V}_1^{-1}$. Матрицы \mathbf{V}_l состоят из собственных векторов, диагональные матрицы Λ_l — из собственных значений, при этом $\mathbf{V}_l \Lambda_l \mathbf{V}_l^{-1} = \mathbf{M}((z_l + z_{l-1})/2)$. Коэффициент отражения равен

$$R = \left| \left(\mathbf{W}_{21} \cdot \mathbf{W}_{11}^{-1} \cdot \mathbf{A}_0 \right) \cdot \mathbf{K}(q_x) \right|^2, \quad (6)$$

где $(\mathbf{A}_0)_r = \text{sinc}(\pi r W_x / B_x)$ — вектор граничных условий, а $(\mathbf{K}(q_x))_r = \text{sinc}(B_x q_x / 2 - \pi r)$ — вектор, формирующий сумму Котельникова.

Численное моделирование

Численное моделирование проводилось для Ni/C МДР с периодом многослойного зеркала 3,9 нм. В расчетах использована модель решетки с прямоугольным профилем штриха. Период МДР составил 1 мкм, ширина штриха 0,5 мкм, высота 0,39 мкм. Использовалась длина волны падающего пучка 0,154 нм, ширина засветки составила 10 мкм (рис. 1) и 50 мкм (рис. 2).

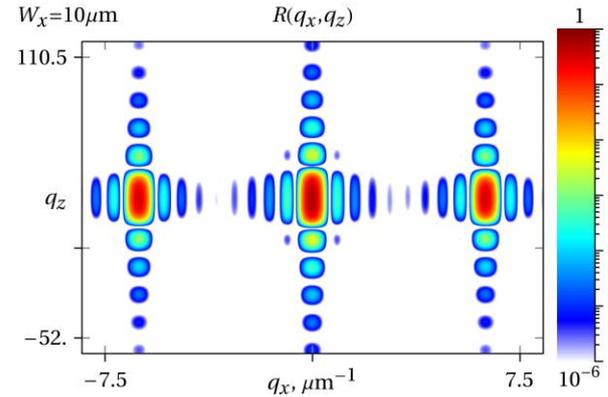


Рис. 1. Карта распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве от МДР Ni/C с шириной засветки $W_x = 10$ мкм

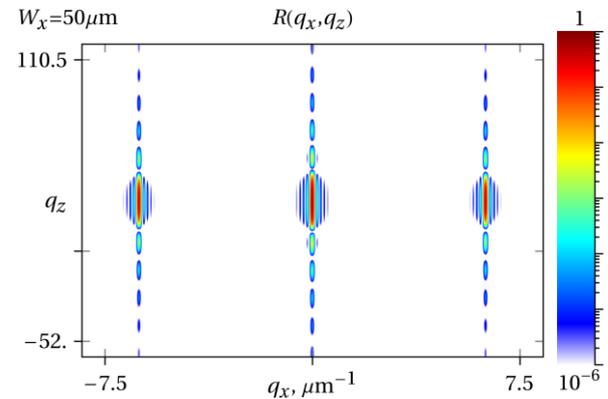


Рис. 2. Карта распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве от МДР Ni/C с шириной засветки $W_x = 50$ мкм

Согласно численным расчетам, ширина и латеральный профиль дифракционных порядков зависят от величины засвеченной рентгеновским пучком поверхности МДР. В общем случае для сравнения результатов вычислений с экспериментальными данными необходимо использовать инструментальную функцию дифрактометра.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 15-9-1-13).

Литература

1. В.И. Пунегов, А.В. Карпов // Изв. АН. Сер. физич. Т. 69, С. 216 (2005).

Стабильность механических характеристик абсорбционных пленочных фильтров ЭУФ-диапазона в процессе вакуумного отжига

Е.Б. Ключенков¹, А.Я. Лопатин^{1,*}, В.И. Лучин¹, Н.Н. Салащенко¹, Н.Н. Цыбин¹, Л.А. Шмаенок²

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

² PhysTeX, Vaals, Netherlands.

*lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Изучено влияние вакуумного нагрева на механические напряжения в пленочных металлических мембранах. Эксперименты проведены при относительно невысоких интенсивностях и продолжительностях теплового воздействия: плотность подводимой к пленке мощности лежала в интервале 0.25-1.5 Вт/см², а продолжительность нагрева варьировалась от нескольких секунд до одних суток. Обнаружено, что в мембранах на основе многослойных Mo/ZrSi₂-структур толщиной 25-50 нм возрастание натяжения происходит уже в первые несколько секунд нагрева. Для образцов круглой формы экспериментальная методика позволяет количественно определить действующие в мембране растягивающие силы и их изменение в результате теплового воздействия.

Введение

Свободностоящие пленочные структуры, работающие на пропускание, широко используются в оптических схемах экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазона, обеспечивая спектральную селекцию излучения и защиту ответственных частей схемы от загрязнений. Для ряда применений предпочтительно конструктивное исполнение пленочных элементов в виде натянутых мембран. Это относится, например, к свободностоящим многослойным пленкам, работающим в качестве фазовращателей на пропускание в поляриметрах ЭУФ-излучения, к сверхтонким пленочным экранам для защиты фотошаблона в установках проекционной ЭУФ-литографии, к свободностоящим структурам, являющимся опорной поверхностью дифракционных элементов рентгенооптики. При использовании элемента на основе мембраны в оптической схеме он нагревается потоком падающего излучения, что может приводить к изменению механических напряжений в пленке и к ее деформации.

Наибольший практический интерес понимание этих процессов представляет сегодня для разработчиков промышленных установок ЭУФ-литографии, где защищающие фотошаблон от загрязнений пленочные экраны будут разогреваться до высоких температур. Прототипы защитных экранов с высокой прозрачностью (84% и более на длине волны 13 нм) ранее реализованы нами на основе термостой-

ких пленочных фильтров Mo/ZrSi₂ [1], а в ряде других исследовательских групп – на основе таких материалов как p-Si [2] и Si₃N₄ [3]. В выполненных ранее тестах термостабильности свободностоящих многослойных пленок Mo/ZrSi₂ основное внимание уделялось изменениям оптических и структурных свойств, а также прочности образцов при нагреве.

В данной работе приводятся результаты модельных экспериментов по лазерному нагреву в вакууме Mo/ZrSi₂-тонкопленочных мембран круглой формы. В процессе нагрева периодически снимаются зависимости «перепад давления – прогиб мембраны», что позволяет отслеживать изменения механических характеристик отжигаемых образцов (натяжения в пленке и модуля Юнга).

Методика изготовления и тестирования образцов

Фильтры изготавливаются магнетронным напылением многослойной структуры с последующим отделением ее от подложки в процессе жидкостного травления и вылавливанием плавающей на поверхности жидкости пленки на рамку. Если необходимо получить пленку значительной апертуры толщиной менее 50–100 нм, то поверх многослойной структуры на подложку может наноситься упрочняющий полимерный слой, удаляемый УФ-излучением после завершения всех технологических операций с пленочным образцом.

Выловленные на рамку тонкие пленки Mo/ZrSi₂ испытывались на стойкость к тепловым нагрузкам по методикам токового или лазерного отжига. По первой методике вакуумный нагрев образцов осуществлялся током, как правило, в течение суток при плотности выделяемой в пленке мощности 1.5 Вт/см². Результаты приведены в другой статье данного сборника. Здесь лишь отметим, что количественно характеризовать возникающее при отжиге натяжение не удавалось из-за неравномерности покрытия пленкой апертуры рамки: поверхность выловленной пленки имеет случайный складчатый рельеф и, соответственно, случайное распределение напряжений и прогибов при приложении внешнего давления.

Существенно более равномерное распределение по площади достигается, когда к рамке приклеивается пленка, предварительно выловленная и растянутая на апертуре большего размера (подход хорошо освоен в ИФМ РАН). При этом образцы получают в виде мембран с некоторым начальным натяжением, а пленки малой толщины, наоборот, могут иметь небольшой начальный прогиб из-за особенностей, связанных с использованием полимерного слоя при изготовлении.

Механические свойства мембран круглой формы описываются простым соотношением:

$$\frac{p \cdot a^2}{4 \cdot d \cdot h} = \frac{k \cdot h^2}{2 \cdot a^2} + \sigma \quad (1)$$

Здесь p – приложенный перепад давления, h – прогиб в центре, d – толщина мембраны, a – ее радиус, σ – начальное натяжение в пленке, k – коэффициент упругости ($k = E/(1-\mu)$, где E – модуль Юнга, μ – коэффициент Пуассона). Для случая пленки с равномерным начальным прогибом h_0 в соотношении (1) σ нужно заменить на $-k \cdot h_0^2 / (2 \cdot a^2)$.

На практике периодически в процессе отжига снимались зависимости h от p для образцов Mo/ZrSi₂-пленок диаметром 25 мм – как для мембран толщиной 50 нм, так и для более тонких 25-нанометровых образцов с начальным прогибом пленки. Нагрев осуществлялся лазерным излучением с длиной волны 808 нм по всей поверхности образца.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены графики $h(p)$ для образца структуры Mo/ZrSi₂ с защитными рутениевыми покрытиями; общая толщина структуры 25 нм. Тепловая нагрузка соответствует нагреву пленки до 290°C. Видно, что в изначально ненапрянутой пленке натяжение возникает уже в первые секунды нагрева, а в дальнейшем начинает несколько уменьшаться по величине.

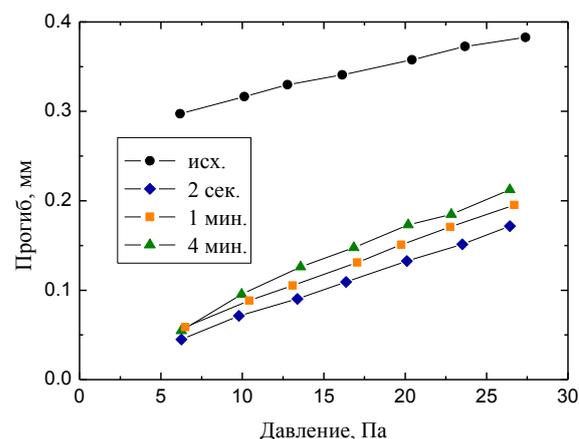


Рис. 1. Зависимость прогиба Mo/ZrSi₂-пленки толщиной 25 нм (исходной и после циклов лазерного нагрева в течение 2 с, 1 мин. и 4 мин.) от перепада давления. Режим нагрева: поглощаемая мощность 0.25 Вт/см², 0.7 с – нагрев, 0.3 с – пауза

Возможная причина быстрого натяжения пленки – десорбция с поверхности молекул воды при нагреве. Величина натяжения оценивается в 20 МПа, а предел прочности материала – величина порядка 1 ГПа, поэтому разрыв мембраны при таком тепловом воздействии маловероятен.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, гранты 13-02-01210а и 14-02-00625а.

Литература

1. Б.А. Володин, Е.Б. Ключенков, А.Я. Лопатин и др. // Известия РАН. Серия физическая. Т. 78. № 1, С. 82 – 85 (2014).
2. C. Zoldesi, K. Bal, B. Blum, *et al.* // Proc. of SPIE Vol. 9048, 90481N-1 (2014).
3. D. Golgfarb // Proc. of SPIE, Vol. 9635, 96350A-1 (2015).

Анализ деформаций высокоточных зеркал в оправках

И.В. Малышев^{1*}, М.Н. Торопов¹, Н.И. Чхало¹

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

*ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru

В работе моделировались деформации поверхности зеркала «АРКА», связанные со способами его крепления. Было найдено оптимальное крепление, которое как на земле, так и в космосе вносит одни и те же деформации, которые убираются в процессе измерения и коррекции формы поверхности.

В современных системах высокоточной оптики актуальной является задача закрепления оптических элементов. Расчёт показывает, что искажение формы под действием силы тяжести и приложенных нагрузок, связанных с поджатием крепления, как правило, лежит в диапазоне единиц – десятков нанометров. Требуется обеспечить точность оптических поверхностей на уровне единиц и долей нанометров, поэтому важно учитывать деформации, вызванные нагрузками. Задача крепления оптики особенно остро стоит при создании телескопов космического базирования, потому что на Земле есть дополнительное искажение измеряемой поверхности зеркала, связанное с весом, которого в космосе нет. На примере крепления первичного зеркала телескопа «АРКА» [1] мы изучили этот вопрос. Зеркало имеет следующие параметры: $R_{\text{кривизны}} = 3981$ мм, $D = 250$ мм, масса = 1.86 кг.

Измерения ошибок поверхности зеркала планируется проводить на интерферометре с дифракционной волной сравнения [2]. Зеркало вогнутое и имеет радиус кривизны ~ 4 м, поэтому будет использоваться интерферометр, ориентированный горизонтально, в котором измеряемая поверхность располагается вертикально. Оптимальным с точки зрения как измерений, так и эксплуатации является крепление зеркала на три уха [3], которые приклеиваются к боковой поверхности зеркала с помощью эпоксидной смолы. В данной работе изучались две схемы крепления. Схема 1: к плите через фторопластовую прокладку толщиной 1 мм с помощью болтов прижимаются только уши (рис. 1), при этом поверхность зеркала не касается плиты. Схема 2: к плите через фторопласт прижимаются и уши, и зеркало, зазора нет (рис. 1). Фторопласт нужен, чтобы обеспечить наибольшее число точек контак-

та и распределить нагрузку равномерно. Вычисления показывают, что силы прижима 200 Н на каждое ухо достаточно для того, чтобы крепление не разболталось при запуске в космос.

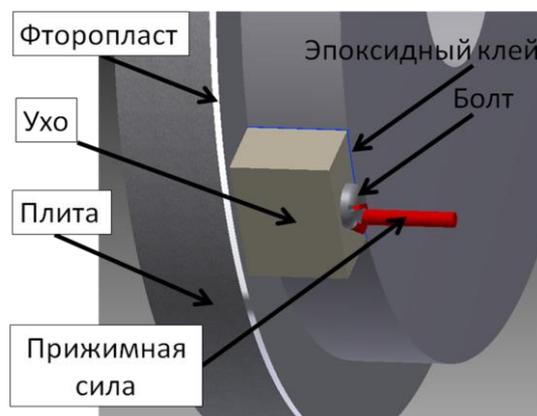


Рис. 1. Крепление зеркала на три уха вплотную к фторопласту

В земных условиях деформации поверхности будут определяться как прижимом, так и весом зеркала. На рис. 2а и 2б приведены деформации зеркала в случае крепления 1: на Земле и в космосе. На Земле они имеют симметрию относительно вертикали и максимальный перепад высот Peak-to-Value = 45 нм ($PV = 45$ нм) (рис. 2а). В космосе деформации определяются только прижимом и имеют треугольную симметрию и перепад высот $PV = 27$ нм (рис. 2б). Таким образом, в случае с первым креплением отличие деформаций поверхности на земле и в космосе существенно: $\Delta PV = 20\text{--}40$ нм. Деформация, вызванная силой прижима, от области под головкой болта передаётся через ухо на эпоксидный клей, затем в стекло и на рабочую поверхность зеркала. Расчёт показывает, что приклеивание ушей на расстоянии от кромки зеркала, а не вплотную к его

рабочей поверхности уменьшит ΔPV всего на несколько нанометров.

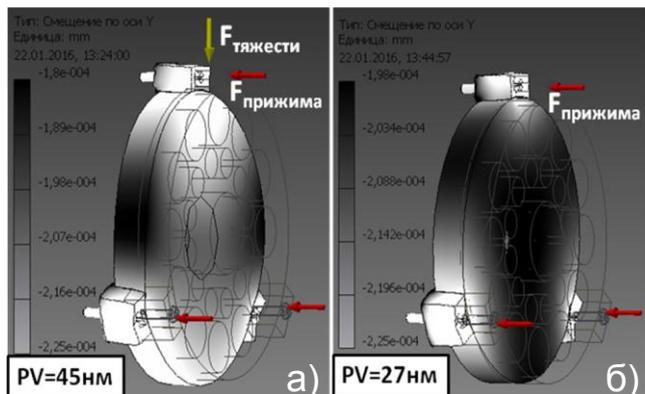


Рис. 2. Деформации поверхности в направлении по нормали к ней. Сила прижима 200 Н (≈ 20 кг) на каждое ухо. Крепление 1. а) – на Земле, б) – в космосе

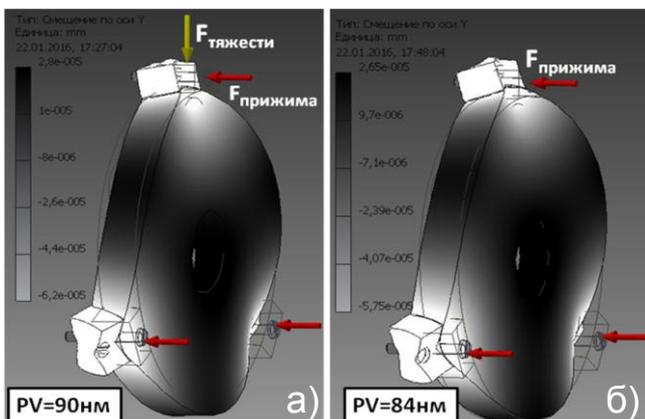


Рис. 3. Деформации поверхности в направлении по нормали к ней. Сила прижима 200 Н (≈ 20 кг) на каждое ухо. Крепление 2. а) – на Земле, б) – в космосе

На рис. 2а и 2б приведены деформации зеркала в случае крепления 2 на Земле и в космосе. Отличие

между деформациями небольшое: в максимальных перепадах высот $\Delta PV = 6$ нм, отличие в среднеквадратичном отклонении $\Delta RMS = 1$ нм, что \sim в 5 раз меньше, чем в случае с первым креплением, поэтому правильней использовать именно второе крепление. Для второго крепления, разность деформаций на Земле и в космосе так зависит от приложенных сил прижима: $\Delta PV = 3$ нм; 6 нм; 9 нм соответственно для $F_{\text{прижима}} = 300$ Н, 200 Н, 100 Н.

После коррекции поверхности зеркала по данным с интерферометра [4] будут убраны как собственные ошибки поверхности, так и приобретённые - вызванные деформацией закрепления. Финальная поверхность зеркала на Земле должна отличаться от расчётной поверхности на разность между деформациями на Земле и в космосе, чтобы в космосе поверхность выправилась и совпала с расчётной.

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, V. 75(1), 87–90 (2011).
2. М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Успехи физических наук, том 182, № 7, с. 727-747 (2012).
3. U. Dinger, F. Eisert, H. Lasser, M. Mayer, A. Seifert, G. Seitz, S. Stacklies, F.-J. Stickel, and M. Weiser // Proc. SPIE, V. 4146, 35–46 (2000).
4. И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, И.А. Каськов, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 9, с.109-112 (2013).

Тепловой режим тонкопленочных рентгеновских фильтров при больших потоках излучения от Солнца

А.В. Митрофанов

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

mitrofa@sci.lebedev.ru

В данной работе рассматриваются вопросы конструирования защитных рентгеновских фильтров для телескопов и радиометров, функционирующих на солнечных орбитах в условиях сильного нагрева фильтров, близких к критическому. Обсуждаются вопросы выбора материалов и сброса тепла с фильтров. Предлагается упрощенная процедура тепловых испытаний термической прочности фильтров, основанная на нагреве тонкопленочного рентгеновского фильтра, возникающего при конденсации паров рабочего вещества на поверхности пленки при разных скоростях напыления.

Введение

В настоящее время в нашей стране и в США существуют космические проекты экспедиций для работы научных приборов на орбитах с расстоянием до Солнца порядка 40–70 солнечных диаметров, т.е. более близких к Солнцу, чем земная орбита [1]. В комплект аппаратуры этих научных станций предполагается включить традиционные приборы рентгеновской солнечной астрономии: телескопы, спектрометры и поляриметры. В работе [1] рассматриваются варианты этой аппаратуры для разных областей спектра в рентгеновском диапазоне и обсуждаются научные задачи планируемых солнечных экспериментов.

Основные проблемы

Для рентгеновских приборов, работающих в условиях больших потоков солнечной радиации, серьезной экспериментальной проблемой является разработка и изготовление защитных тонкопленочных рентгеновских фильтров и тонких окон (фольг), способных выдерживать длительное время большие тепловые нагрузки. Если в окрестностях Земли за пределами атмосферы солнечная постоянная равна 1371 Вт/м^2 (с точностью около 0.4%) [2], то в окрестностях Меркурия (расстояние до Солнца примерно 40 солнечных диаметров) плотность солнечной радиации около 1 Вт/см^2 . Если нагреваемая Солнцем тонкая пленка охлаждается только радиационным способом, то её равновесная температура оцени-

вается по известной формуле (для «симметричного» сброса тепла с двух поверхностей):

$$T^4 = \alpha J_{inc} / 2\varepsilon\sigma. \quad (\text{ф1})$$

Здесь J_{inc} - плотность солнечного потока, α - усредненный по спектру коэффициент поглощения видимого света, ε - излучательная способность поверхности фильтра в ИК диапазоне, σ - постоянная Стефана-Больцмана. В случае тонкопленочного алюминиевого фильтра на земной орбите его максимальная рабочая температура равна около 250–300°C. По оценке из формулы (ф1) равновесная температура Al-фильтра на орбите Меркурия оказывается близка к температуре плавления массивного алюминия. В расчетах использовались справочные данные о величинах коэффициентов α и ε , приведенные в монографиях [2, 3].

Технические предложения и оценки

Из этих оценок следует, что в качестве фронтальных тонкопленочных рентгеновских фильтров солнечных телескопов, работающих на расстояниях от Солнца порядка 40 солнечных диаметров, в традиционной сборке каналов телескопа могут использоваться только более «высокотемпературные» многослойные системы, разработанные для установок рентгеновской литографии и исследованные в ИФМ в Нижнем Новгороде [4, 5].

Кроме пассивного радиационного охлаждения могут быть предложены также дополнительные способы уменьшения тепловой нагрузки на фронталь-

ные фильтры. Это наклонная ориентация фильтра, охлаждение потоком газа низкого давления (принудительная конвекция в замкнутом объеме) и работа не в прямом пучке, а в дифракционных порядках с использованием на входе канала телескопа охлаждаемого дифракционного отражателя.

Кроме фронтальных фильтров в солнечных телескопах присутствует, как правило, дополнительный фильтр на входном окне детектора рентгеновского изображения. В случае применения в солнечном зонде многослойных тонкопленочных фильтров ИФМ [4-6] использование блокирующего видимое и ближнее ИК-излучение фильтра детектора необходимо, так как в условиях полета фронтальные фильтры не всегда способны выполнять роль глухого затвора для длинноволнового фонового излучения в спектральной полосе чувствительности детектора. Удобным техническим решением проблемы изготовления фильтра детектора может быть использование многослойных систем на основе полимерных пористых трековых мембран, которые раньше успешно использовались в качестве рентгеновских фильтров в солнечных телескопах, выведенных на земную орбиту по программе КОРОНАС [7].

Толстый полимерный слой трековой мембраны на толщинах в 20–30 мкм обеспечивает высокую степень черноты в ИК диапазоне и эффективный сброс тепла с нагретого фильтра на охлаждаемый детектор. В качестве примера на рис. 1 приводится спектр пропускания однородных пленок ПЭТФ (материала мембран) для двух толщин в ИК-диапазоне [8]. Заметим, что наличие пор в пленке из-за дифракции увеличивает степень черноты образцов.

Тепловые испытания фильтров

При изготовлении фильтров и их отборе ключевую роль играют тепловые испытания образцов и контроль их характеристик. В этих экспериментах источником излучения может быть имитатор Солнца, лазер или может использоваться прямой нагрев пленки фильтра электрическим током [4]. В наших экспериментах для ускоренной проверки термической прочности готового фильтра использовалась установка напыления, в которой на поверхность

фильтра осаждался слой Al со скоростью, когда выделение тепла из-за конденсации атомов металла на поверхности соответствовало величине солнечной постоянной. Отметим, что энтальпия атомизации алюминия равна около 300 кДж/моль [8].

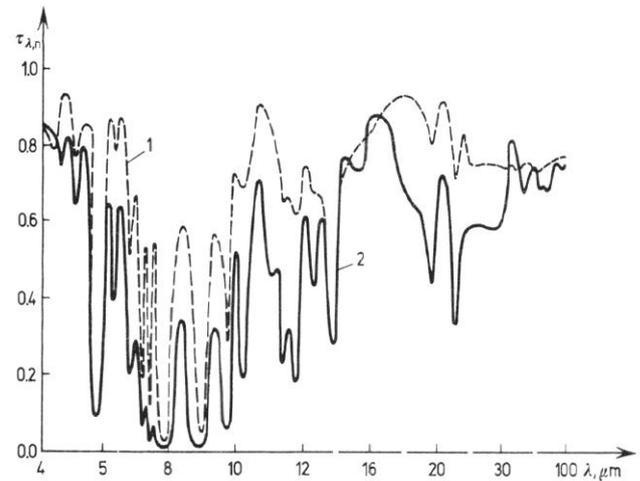


Рис. 1. Зависимость пропускания пленки ПЭТФ толщиной 6 (1) и 25 мкм (2) от длины волны ИК-излучения [3]

Литература

1. <http://www.iki.rssi.ru/books/2012intergeliozond>.
2. Разработка систем космических аппаратов / Под ред. П. Фортескью, Г Суайнера, Д. Старка. Пер. с англ. – М.: Альпина Паблишер, 2015. С. 408.
3. A. Sala. Radiant Properties of Materials. Elsevier. Amsterdam, Oxford, New York. 1986. P. 47.
4. С.А. Гусев, М.Н. Дроздов, Е.Б. Ключенков и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 6. С. 23. (2012).
5. N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, E.B. Klunokov, *et al.* // Journal of Micro/Nanolithography, MEMS and MOEMS, V. 11, 021115 (2012).
6. N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, M.N. Drozdov, *et al.* // Proc. of SPIE, V. 7521, 752105. (2010).
7. <http://sites.lebedev.ru/LRAS/>
8. Таблицы физических величин. Справочник под ред. академика И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. С. 172.

Рентгеновские и синхротронные исследования пористого кремния

С.В. Некипелов^{1,2}, А.А. Ломов³, О.В. Петрова², Н.Н. Шомысов²,
А.Е. Мингалева¹, В.Н. Сивков²

1 Сыктывкарский госуниверситет, 167001, Сыктывкар, Октябрьский пр., 55.

2 Коми научный центр УрО РАН, 167982, Сыктывкар, Коммунистическая, 24.

3 Физико-технологический институт РАН, 117218, Москва.

nekipelovsv@mail.ru

Обсуждаются результаты исследований слоев пористого кремния разного типа проводимости, сформированных анодированием стандартных подложек Si(111) в электролите на основе плавиковой кислоты и этанола с добавлением 5% йода и выдержанных длительное время на атмосфере, методами ультрамягкой рентгеновской спектроскопии с использованием синхротронного излучения. Проведены оценки эффективной толщины слоя оксида кремния на поверхности кремниевого скелетона и определена его стехиометрическая формула SiO_x . Толщина оксидного слоя варьируется в пределах 1.5–2.3 нм, а параметр x в пределах 1,66–1,82.

Введение

Пористый кремний (ПК) и другие пористые полупроводниковые материалы представляют большой фундаментальный и прикладной интерес как в связи с проявлением в них квантоворазмерного эффекта, так и в связи с простотой управления параметрами пор и пористого скелета. В настоящей работе методами ультрамягкой рентгеновской спектроскопии с применением синхротронного излучения (СИ) проводятся исследования слоев ПК, сформированных на стандартных подложках кремния, легированных сурьмой (Si(111)(Sb) КЭС, n -тип, 0.01 Ом·см) и бором (Si(111)(B) КДБ, p -типа, 0.005 Ом·см) методом анодирования в стандартном электролите без и с добавлением 5% раствора йода, NEXAFS (near edge x-ray absorption fine structure)-исследования совместно с XPS-измерениями применяются для определения эффективной толщины оксида на поверхности кремниевого скелетона и изучения структуры интерфейса на границе ПК/оксид кремния.

Результаты и обсуждение

Полученные методом полного электронного выхода (TEY) с использованием СИ Русско-немецкого канала на BESSY-II в настоящей работе NEXAFS Si2p-спектров приведены на рис. 1, из которых видно явное сходство тонкой структуры изученных образцов ПК. По форме спектров и энергетическим положениям элементов тонкой структуры первая область NEXAFS может быть определено иденти-

фицирована как структура, связанная с кристаллическим кремнием (полосы $a-c$), а вторая — с кристаллическим оксидом кремния SiO_2 (полосы $d-e$), что позволяет утверждать, что на поверхности ПК под длительным воздействием атмосферного кислорода формируется слой хорошо координированного SiO_2 .

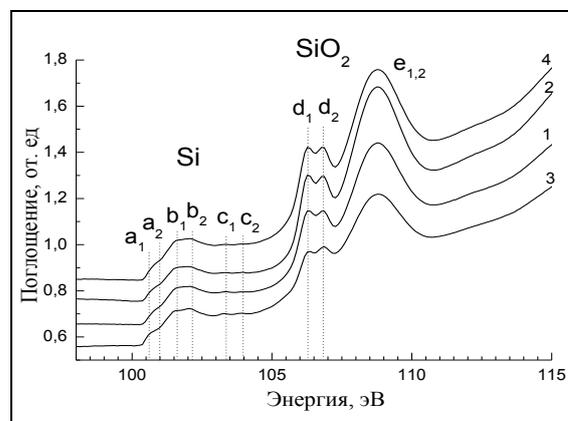


Рис. 1. NEXAFS Si2p-спектров образцов ПК: КДБ (1,2), КЭС (3,4), травление в электролите без (1,3) и с добавлением йода (2,4)

XPS-исследования ПК проводились с целью выяснения наличия йода в кремниевом скелетоне и оценки толщины оксидного слоя на его поверхности. В первом случае для получения обзорных спектров использовалось синхротронное излучение с энергией 1000 эВ, во втором случае измерения проводились для энергий квантов 250, 400, 650 и 1000 эВ. Обзорные XPS всех изученных образцов независимо от типа проводимости и наличия в рас-

творителе йода характеризуются одинаковым набором характерных пиков и отсутствием структуры, связанной с атомами йода.

Для идентификации вклада слоев кремния и оксида кремния в структуру XPS-спектров нами была предпринята попытка разложения спектра на отдельные пики с учетом вклада в интенсивность от других линий, которые в нашем случае рассматривались как фон (background). Была рассмотрена 5-слойная структура, которая содержала кроме основных слоев оксида кремния SiO₂ (Si⁴⁺) и чистого кремния Si (Si⁰) и переходные слои SiO_x, в которых атом кремния рассматривался в состояниях Si³⁺, Si²⁺ и Si¹⁺. Результаты данного разложения для энергии падающих квантов 250 эВ представлены на рис. 2 и таблице 1. Отметим, что энергетические положения для Si³⁺-, Si²⁺- и Si¹⁺-пиков хорошо коррелируют с результатами, полученными в работе [1].

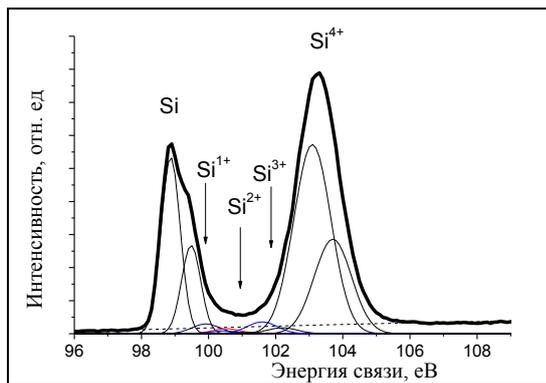


Рис. 2. XPS Si2p-спектры для образца КЭС (4) при энергии падающего рентгеновского кванта 650 эВ

Таблица 1. Результаты разложения XPS-спектров образца КЭС (4) при различных энергиях $h\nu$ падающих квантов и моделировании толщины оксидных слоев.

Пик	$h\nu=250$ эВ			$h\nu=650$ эВ		
	Есв	I	d(nm)	Есв	I	d(nm)
Si ⁰	98,91	0,063		98,87	0,538	
Si ¹⁺	99,90	0,010	0,08	99,92	0,084	0,12
Si ²⁺	100,45	0,007	0,05	100,45	0,057	0,04
Si ³⁺	101,78	0,037	0,27	101,60	0,313	0,20
Si ⁴⁺	103,13	1,000	2,10	103,09	1,000	2,32

В случае многослойной структуры интенсивность линий спектра определяется системой уравнений:

$$I_{Si^k} = n_k \sigma_k J_k \lambda_k S_k (1 - e^{-\frac{d_k}{\lambda_k \cos \theta}}) \prod_{i=k-1}^4 e^{-\frac{d_i}{\lambda_i \cos \theta}},$$

где n_k – концентрация атомов, ассоциирующихся с k -линией в спектре, σ_k – сечение фотоэмиссии электрона из данной подоболочки атома, зависящее от энергии падающего рентгеновского кванта $h\nu$, J – интенсивность падающего излучения, λ – длина свободного пробега электрона в исследуемом образце, энергия выбиваемого фотоэлектрона E_{kin} , S – чувствительность установки, θ – угол вылета фотоэлектронов, отсчитываемый от нормали к образцу. Зная параметры спектров, можно найти толщины слоев Si⁴⁺, Si³⁺, Si²⁺ и Si¹⁺ на поверхности чистого пористого кремния (табл. 1). Как видно, вне зависимости от энергии падающего кванта результаты моделирования дают примерно одинаковые величины для толщины слоя d оксида кремния SiO₂ на поверхности образца (~ 2,2 нм) и переходных слоев SiO_x. При этом, зная толщины слоев SiO_x (x=1-4), можно найти стехиометрическую формулу оксидного слоя. Она оказалась SiO_{1,82}. Альтернативным методом для нахождения аналогичной формулы в XPS-спектроскопии является сравнение интегральной интенсивности пиков в Si2p-спектрах и интенсивностей SiO_x-пиков с соответствующими весовыми коэффициентами. В этом подходе стехиометрическая формула оксидного слоя оказалась SiO_{1,84}. Аналогичные результаты были получены и для других образцов пористого кремния (табл. 2).

Таблица 2. Толщины окисных слоев (в нм) и стехиометрические формулы для исследуемых образцов.

Образец	1	2	3	4
Тип	КЭС	КЭС + J	КДБ	КДБ + J
Si ¹⁺	0,16	0,12	0,10	0,08
Si ²⁺	0,13	0,10	0,05	0,05
Si ³⁺	0,18	0,25	0,16	0,27
Si ⁴⁺	1,54	1,78	1,53	2,10
x (SiO _x)	1.66	1.73	1.77	1.82

Работа была выполнена в рамках двусторонней программы Русско-Германской лаборатории на BESSY-II, 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.

Литература

1. F. de la Peña, N. Barrett, L.F. Zagonel, *et al.* // Surface Science, V. 604, P. 1628–1636 (2010).

Модульная установка для формирования и исследования кластерных пучков инертных газов

А.Н. Нечай

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
nechay@ipm.sci-nnov.ru

Планируется создание модульной научно-исследовательской установки, ориентированной на следующие направления исследований: генерация излучения с использованием кластерного пучка в качестве мишени, формирование наноструктур при конденсации газов, исследование взаимодействия кластерного пучка с поверхностью, получение квазимолекулярного излучения в ЭУФ-диапазоне. Модульная конструкция установки позволит проводить исследования, последовательно улучшая возможности установки. В дальнейшем планируется использовать модули установки как составные части другого оборудования.

Введение

Кластером, как правило, называют конгломерат атомов размером 1-100 нм. Отличительной особенностью кластера является большое количество поверхностных атомов, которые и определяют его необычные свойства. Сгруппировав свободные кластеры и ускорив их, можно получить кластерный пучок. Кластерные пучки являются достаточно сложными объектами, характеризующимися множеством параметров и, соответственно, многообразием процессов, протекающих при их возбуждении либо при их взаимодействии с различными мишенями.

Исследования по возбуждению кластерных пучков проводятся достаточно давно, но именно в последнее время, с появлением мощных импульсных лазеров и развитием методов формирования кластерных пучков, появилась возможность изготовить источник излучения с высокими параметрами. Так, используя лазерное либо СВЧ-возбуждение с соответствующим подбором параметров кластерного пучка, можно получить эффективные источники излучения ЭУФ-диапазона.

Также активно проводятся исследования по использованию кластерных пучков как инструментов воздействия на поверхность, в частности, для планаризации поверхностей с шероховатостями на уровне ангстрем. Данное направление весьма актуально и перспективно для непосредственного практического применения.

Состав установки

В максимальной конфигурации установка будет включать в себя: источник кластеров, криогенный конденсационный насос, блок ионизации и ускорения кластеров, блок формирования кластерного пучка и его сепарации, систему диагностики кластерного пучка, систему диагностики ЭУФ излучения.

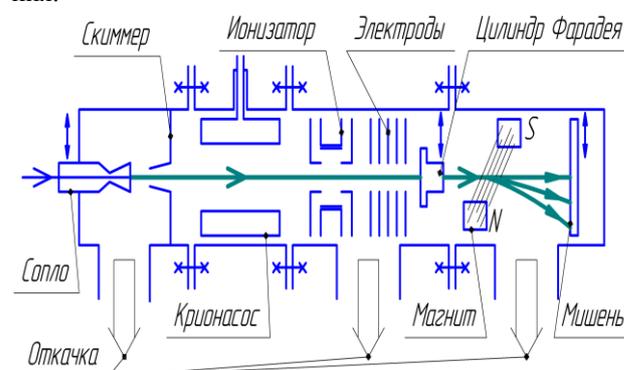


Рис. 1. Схема установки

Источник кластеров включает в себя набор сопел с системой позиционирования и системой подготовки газа. Охлаждая либо нагревая газ в системе подготовки газа перед его подачей в сопло, можно получать кластеры различного размера. Сопла комплектуются набором скиммеров. Данный источник может найти применение во множестве научно-исследовательских установок, в которых предполагается использовать кластерные пучки.

Криогенный конденсационный насос позволит с высокой скоростью откачивать высококипящие газы, такие как ксенон, вода, фреоны. Это даст

возможность использовать большие расходы газа на входе в сопло и, как следствие, большие массовые потоки кластеров.

Важным элементом установки является блок ионизации и ускорения кластеров. Блок включает в себя электронную пушку для ионизации кластерного пучка и систему электродов, позволяющих проводить ускорение кластерного пучка. Данные процессы необходимо проводить в высоком вакууме, и, соответственно, они требуют мощной откачной системы.

Формирование и сепарация кластерного пучка проводится в отдельном блоке. Формирование обеспечивается системой электростатических либо магнитных линз, а сепарация кластерного пучка проводится за счет отклонения заряженных кластеров магнитным полем.

Система диагностики кластерного пучка будет основана на взаимодействии кластерного пучка с зондирующим пучком и последующей регистрации возникающего вторичного излучения.

В системе диагностики ЭУФ-излучения будет использоваться спектрометр-монокроматор РСМ-500.

Решаемые задачи

Первым направлением станет проведение исследований по формированию ЭУФ-излучения на плотных атомно-кластерных мишенях [1]. Планируется исследовать следующие научные проблемы: 1) влияние кластеров на параметры формируемого ЭУФ излучения при использовании в качестве мишеней инертных газов; 2) влияние кластеров на параметры формируемого ЭУФ-излучения при использовании в качестве мишеней кластеров, включающих тяжелые многоэлектронные атомы (йод, олово). Для проведения подобных исследований требуется минимальная конфигурация оборудования.

При дальнейшем развитии установки станет возможным проводить исследования по второму направлению: формирование наноструктур в процессе истечения газов из сопла. Планируется исследовать следующие научные проблемы: 1) получение металл-полимерных кластеров путем проведения соконденсации паров металла и полимера при их совместном истечении из дозвукового сопла; 2) получение многослойных кластеров, формируемых при истечении из сопла смесей газов с раз-

личными температурами кипения. При проведении дальнейшей конденсации подобных сложных кластеров станет возможным получать массивные нанокристаллические материалы.

Третьим направлением исследований станет исследование взаимодействия кластерного пучка с поверхностью. Кластерный пучок является уникальным инструментом, позволяющим проводить тонкую полировку различных поверхностей [2], а большой размер кластеров позволит проводить эффективную полировку неоднородностей, имеющих большой характерный размер. Планируется исследовать следующие научные проблемы: 1) сверхтонкая полировка оптических поверхностей и подложек ускоренным кластерным пучком; 2) осаждение защитных покрытий на поверхности; 3) формирование микрорельефа при воздействии на поверхность ускоренного кластерного пучка. При этом могут сформироваться такие особенности микрорельефа как волны либо отверстия.

Четвертым направлением исследований станет исследование свойств квазимолекул. Сравнительно давно известно, что при взаимодействии ускоренных ионов с твердотельными мишенями наблюдается генерация квазимолекулярного излучения в рентгеновской области спектра [3]. Используя столкновение ускоренного кластерного пучка с твердотельными мишенями, можно изучить формирование подобного излучения в ЭУФ-области спектра. Планируется исследовать следующие научные проблемы: 1) получение квазимолекулярного ЭУФ излучения при столкновении кластеров с массивной мишенью; 2) исследование электронной структуры квазимолекул, формируемых в процессе столкновений кластеров с массивной мишенью.

Элементы разрабатываемой установки впоследствии предполагается использовать в других научно-исследовательских установках.

Литература

1. Б.М. Смирнов // УФН, т. 167, № 11, с. 1169 (1997).
2. I. Yamada, J. Matsuo, N. Toyoda, T. Aoki, E. Jones, Z. Insepov // AIP Conference Proceedings, v. 416, p. 310 (1997).
3. Б.Г. Краков, Э.С. Парилис // УФН, 1989, т. 157, № 3, с. 477 (1989).

Распределение сил осцилляторов рентгеновских переходов в области NEXAFS C1s-края поглощения в фуллеритах, MWCNT и HOPG

О.В. Петрова¹, С.В. Некипелов¹, А.М. Обьедков², Б.С. Каверин², К.В. Кремлев²,
А.Е. Мингалев¹, Н.Н. Шомысов¹, В.Н. Сивков^{1,*}

¹ Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167904.

² Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603950.

*svn@dm.komisc.ru

Исследования показали, что метод полного электронного выхода (TEY) может быть использован для измерений сечений поглощения и изучения распределения сил осцилляторов в области NEXAFS C1s-края поглощения углеродных материалов. Проводится сравнение с данными метода фотопоглощения на примере фуллерена C₆₀. Приводятся данные по спектральным зависимостям сечений поглощения и величин сил осцилляторов рентгеновских переходов для C₆₀, многостенных углеродных нанотрубок (MWCNT) и высокоориентированного пиролитического графита (HOPG).

Ультрамягкая рентгеновская спектроскопия (NEXAFS) с использованием СИ получила широкое применение как метод неразрушающей диагностики и изучения атомного и химического состава, структуры и электронного строения материалов. При этом особый интерес представляют исследования доминирующей в области NEXAFS внутренних оболочек атомов резонансной структуры в виде интенсивных полос поглощения с высокой силой осциллятора, которая содержит уникальную информацию об атомном и химическом составе вещества, длине и углах атомных связей, а также энергии, составу и симметрии свободных состояний. Источником такой информации являются спектральные зависимости сечения поглощения в области NEXAFS и определяемые из них распределения сил осцилляторов рентгеновских переходов, которые являются фундаментальными параметрами, характеризующими процесс взаимодействия рентгеновского кванта с веществом. Однако проведение абсолютных измерений сечений поглощения является сложной экспериментальной задачей, которая к настоящему времени успешно решена лишь в случае применения метода прямого фотопоглощения (трансмиссии), который неприемлем для изучения наноструктурированных систем. Альтернативным является применение метода пол-

ного электронного выхода (TEY) для изучения наноструктур, для которого характерно отсутствие «эффекта толщины», но требуют решения проблемы фоновых искажений сечений и привязки к абсолютной шкале. В работе проводится обоснование применимости метода TEY для изучения распределения сил осцилляторов в области NEXAFS C1s-края поглощения наноразующих карбоновых материалов. Приводится сравнительный анализ данных, полученных методами TEY и прямого фотопоглощения на примере фуллерита C₆₀. Обсуждаются результаты измерений в фуллерите C₆₀, MWCNT и HOPG.

Методика эксперимента

Спектральные зависимости сечений поглощения изучались методом TEY с энергетическим разрешением не хуже 0.05 эВ. При этом образцы закреплялись механически на медном держателе. Для фуллерена измерения осуществлялись также методом трансмиссии для слоев C₆₀ разной толщины, приготовленных методом термического испарения в вакууме на свободную Ti-пленку толщиной 230 нм. Исследования проводились с использованием Русско-Немецкого канала выхода и монохроматизации излучения синхротронного источника BESSY-II.

Результаты и обсуждение

Величина сигнала ТЕУ прямо пропорциональна СП рентгеновского излучения σ , энергии E_0 и интенсивности I_0 падающего монохроматизированного пучка СИ. При этом коэффициент пропорциональности является монотонной функцией от энергии кванта $f(E_0)$. Полагая этот коэффициент не зависящим от энергии в узкой припороговой области спектра, относительную величину сечения поглощения можно определить путем деления спектральной зависимости сигнала ТЕУ на спектральную зависимость интенсивности падающего пучка СИ. Необходимым условием успешного использования метода ТЕУ является измерение и подавление присутствующего в монохроматизированном излучении немонохроматического фона, состоящего из рассеянного длинноволнового ВУФ-излучения и коротковолнового излучения кратных

порядков отражения от дифракционной решетки. Этот метод подробно описан в работах [1,2] и здесь не обсуждается.

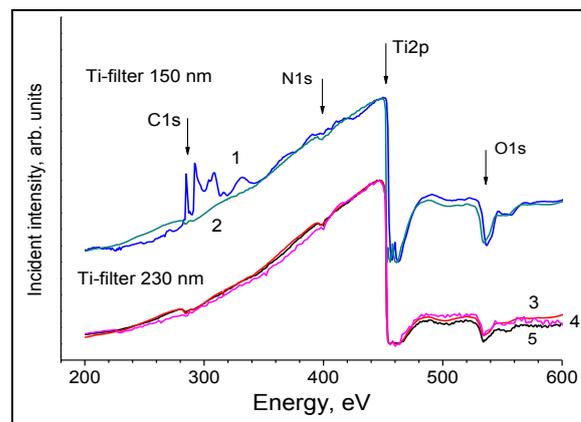


Рис. 1. Спектральные зависимости падающего СИ, измеренные методом ТЕУ с использованием Ti-фильтров толщиной 150 нм и 230 нм с применением различных фотокаатов: HOPG (1), меди (3), кремния (4) и золота (2,5)

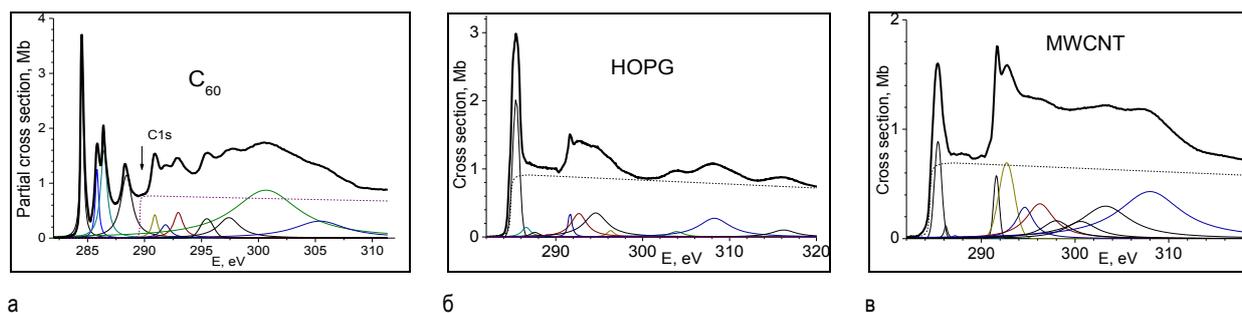


Рис. 2. Спектральные зависимости C1s-парциальных сечений поглощения (а) фуллерена C_{60} , (б) HOPG, (в) MWCNT и разложение их на составляющие полосы поглощения (сплошные линии). Стрелкой обозначена энергия связи C1s электрона (289,60 эВ) в молекуле фуллерена [3]. Штриховой линией показана экстраполяция из коротковолновой области спектра

На рис. 1 приведены монохроматизированные сигналы от чистых поверхностей Au, Cu, легированного Si, и HOPG, деленные на соответствующие атомные сечения. Сравнение зависимостей 1-5 ясно показывает их пропорциональность друг другу, что, в свою очередь, указывает на пропорциональность функций $f(E_0)$ исследованных материалов. Таким образом, измерение монохроматизированного сигнала ТЕУ от чистой поверхности золота, меди или кремния позволяет провести нормировку сигнала ТЕУ молекул соединений углерода на интенсивность падающего излучения без искажения пропорциональности этого сигнала сечению поглощения и далее привести получаемую спектральную зависимость сечения поглощения исследуемого ма-

териала к абсолютной шкале в мегабарнах путем совмещения сечения с атомным сечением углерода вне C1s-края поглощения [4]. Результаты таких измерений были получены для ряда наноборазующих материалов (фуллерен, HOPG и MWCNT) и приведены на рис. 2, где представлены парциальные (за вычетом вклада валентной оболочки) сечения поглощения в области NEXAFS C1s-края и их разложение на составляющие полосы рентгеновских переходов и вклад кулоновского континуума.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №16-32-00441.мол_а, Программы фундаментальных исследований УрОРАН.

Литература

1. V.N. Sivkov, O.V. Petrova, S.V. Nekipelov, *et al.* // Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures, V. 23, 17-19 (2015).
2. В.Н. Сивков, А.М. Обьедков, О.В. Петрова и др. // Физика твердого тела, т. 57, вып. 1, 185-191 (2015).
3. A.J. Maxwell, P.A. Bruhwiller, D. Arvanitis, J. Hasselstrom, N. Martensson // Chem. Phys. Lett., V. 260, 71 (1990).
4. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. // Atom. Data and Nucl. Data Tables, V. 54, 181 (1993).

Влияние структурных параметров тонких пленок на свойства аперидических зеркал Mo/Si

В.Н. Полковников^{1,*}, Ю.А. Вайнер¹, Е.А. Вишняков², П.К. Гайкович¹, С.Ю. Зуев¹, Н.Н. Салащенко¹, Р.А. Шапошников¹, М.В. Свечников¹, Н.И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.

*polkovnikovov@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

Аперидические многослойные зеркала (АМЗ) находят применение в таких задачах как рентгеновская микроскопия, диагностика солнечной плазмы, работа со сверхкороткими рентгеновскими пучками. Если периодические зеркала максимально эффективно позволяют выделять спектральные линии, то для спектроскопических экспериментов, проводимых в широких спектральных интервалах, необходимы зеркала, которые позволяют достичь относительно высокого коэффициента отражения равномерно в широком диапазоне спектра. Этому условию и удовлетворяют АМЗ.

Важно отметить, что конкретные значения параметров тонких пленок (толщины, плотности, шероховатости), составляющих структуру АМЗ, существенным образом влияют на вид кривой отражения. Их вариации способны понижать полку отражения, сдвигать ее в сторону и, что самое важное, искажать ее, отклонять от равномерного распределения.

В свою очередь, некоторые параметры тонких пленок зависят от их толщин. В аперидической структуре толщины слоев одного и того же элемента могут различаться в разы (варьироваться от 1 до 5-6 и даже более нанометров). Этот разброс ведет также к разбросу таких характеристик как шероховатости, степень кристаллизации, плотности пленок. При расчетах важно оперировать реальными значениями. В этом случае предсказанный резуль-

тат окажется наиболее близким к реальности. Поэтому необходимо иметь точное представление о конкретных значениях по возможности большего числа структурных параметров.

Существует и технологическая проблема создания АМЗ. Важными факторами, влияющими на величину и форму кривой отражения, являются ошибки в толщинах пленок в АМЗ. Например, в случае магнетронного распыления к случайным ошибкам приводят флуктуации напряжений на магнетронах и давления рабочего газа и микропробои. Систематические ошибки связаны с изменением газового состава внутри камеры, с постоянной выработкой зоны эрозии мишени в процессе синтеза и с неточно определенным соответствием между скоростью прохода образца над мишенью и скоростью напыления пленок.

Практика показывает, что если эти ошибки можно минимизировать, то свести их к нулю совершенно нельзя. Возникает проблема поиска наиболее устойчивых по отношению к ошибкам решений прямой задачи создания дизайна АМЗ. Этому вопросу были посвящены работы [1,2].

Настоящая работа посвящена анализу влияния вариаций параметров тонких пленок на отражательные свойства АМЗ, предназначенных для космической аппаратуры КОРТЕС [1], включающей три изображающих телескопа для экстремальной ультрафиолетовой области спектра, три спектрогелиографа, работающих в мягком рентгеновском

диапазоне, и комплексный рентгеновский спектрометр SOLPEX.

Результаты и их обсуждение

Для одного из диапазонов работы аппаратуры КОРТЕС (24-29 нм) в работах [1,2] предлагаются два альтернативных варианта АМЗ – на основе Mo/Si и на основе Al/Zr. Мы провели анализ влияния вариаций параметров тонких пленок для этих двух структур.

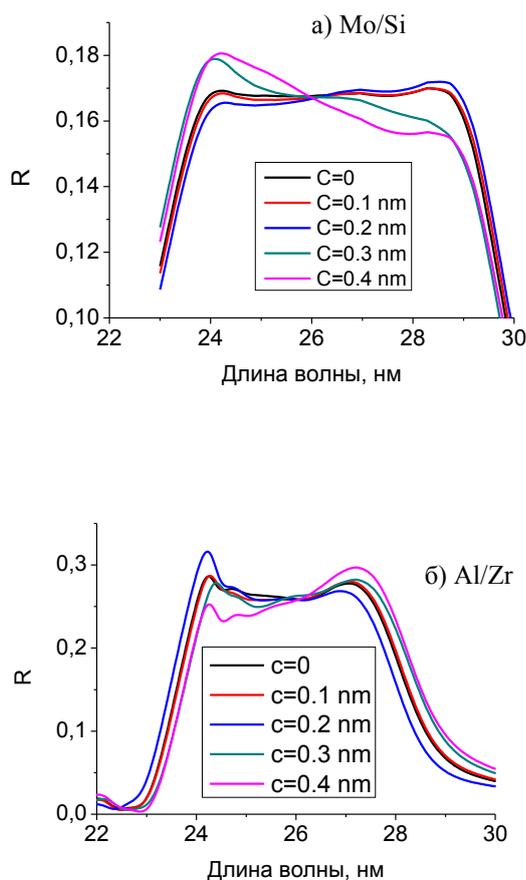


Рис. 1. Влияние случайных флуктуаций толщин слоев АМЗ Mo/Si (а) и Al/Zr (б) на спектральные зависимости коэффициентов отражения

На рисунке 1 показано влияние случайных флуктуаций толщин слоев АМЗ Mo/Si (а) и Al/Zr (б) на спектральные зависимости коэффициентов отражения. Параметр «с» отвечает за максимальное отклонение толщин слоев в диапазоне $\pm c$ нм. Распределение в данном случае равномерное. Основным выводом из этого численного эксперимента является тот факт, что АМЗ Al/Zr относительно более устойчиво к флуктуациям толщин. Существенное отклонение от исходной зависимости для него

наступает при $c=0.4$ нм. А для Mo/Si этот порог можно определить как 0.3 нм.

На рисунке 2 показано влияние изменения плотности рассеивающего материала в АМЗ Mo/Si (а) и Al/Zr (б) на спектральные зависимости коэффициентов отражения. Параметр «Р» показывает долю плотности от табличного значения.

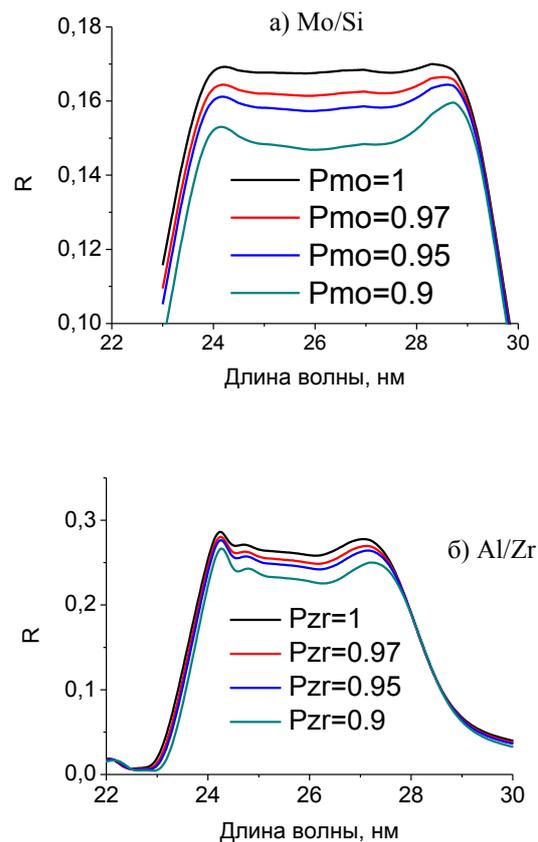


Рис. 2. Влияние изменения плотности рассеивающего материала в АМЗ Mo/Si (а) и Al/Zr (б) на спектральные зависимости коэффициентов отражения

И опять нетрудно увидеть, что более устойчивой к изменениям структурой является Al/Zr.

Литература

1. Вишняков Е.А., Полковников В.Н. // Материалы конференции «Рентгеновская оптика - 2014», г. Черноголовка. С. 165 (2014).
2. Вишняков Е.А., Полковников В.Н., Рагозин Е.Н. и др. // Труды XIX Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Нижний Новгород. С. 326 (2015).

Многослойные зеркала Al/Be для ЭУФ диапазона

В.Н. Полковников^{1,*}, Ю.А. Вайнер¹, М.Н. Дроздов¹, С.Ю. Зуев¹, Д.Е. Парьев¹,
Н.Н. Салащенко¹, И.Л. Струля², Р.А. Шапошников¹, М.В. Свечников¹, Н.И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

² ОАО «Композит», Пионерская, 4, Королёв, 141070.

*polkovnikovov@ipmras.ru

Показано, что в диапазоне длин волн 17-30 нм Be можно использовать как рассеивающий материал в многослойных зеркалах. При этом благодаря малому поглощению можно ожидать уникального сочетания отражательных характеристик: одновременно рекордно высоких пиковых коэффициентов отражения и спектральной селективности. Этот вывод подтвержден экспериментально на длине волны 17,1 нм на примере зеркал Be/Al. Получены рекордные на данный момент коэффициенты отражения (более 60%) при спектральной селективности $\Delta\lambda_{\text{mitr}}=0,4$ нм. Показана эффективность применения Si-прослоек на границе Be-Si-Al, позволивших увеличить коэффициент отражения в окрестности 17,1 нм с 43% до 60%.

Введение

Один из наиболее информативных спектральных диапазонов излучения Солнца находится в окрестности длины волны 17.1 нм. Здесь располагаются линии излучения ионов FeIX и FeX. Их регистрация, в частности, используется для обнаружения активных областей короны, ответственных за формирование микровспышек, которые являются одним из самых мелкомасштабных процессов энерговыделения в атмосфере Солнца. Их природа и происхождение остаются предметом научных исследований и дискуссий. Для решения этой проблемы в настоящее время разрабатывается обсерватория «АРКА», которая должна обеспечивать рекордно высокое пространственное, спектральное и временное разрешение [1].

Спектральное и временное разрешение телескопа напрямую зависят от оптических характеристик многослойных зеркал (МЗ), входящих в его схему. Основной вклад в спектральное разрешение приборов ($\Delta\lambda_{\text{tel}}$) вносит полоса пропускания МЗ ($\Delta\lambda_{\text{mitr}}$), измеряемая по уровню 1/2 от максимума спектральной зависимости коэффициента отражения. Численное выражение связи между $\Delta\lambda_{\text{tel}}$ и $\Delta\lambda_{\text{mitr}}$ определяется количеством зеркал в схеме телескопа. Например, для двухзеркальной схемы Ричи-Кретьена, используемой в вышеупомянутых телескопах, $\Delta\lambda_{\text{tel}}=\Delta\lambda_{\text{mitr}}/\sqrt{2}$. Требования к $\Delta\lambda_{\text{tel}}$ определяются взаимным расположением изучаемой линии солнечного спектра и ближайших к ней по длине волны побочных линий, попадание сигнала

от которых на детектор необходимо минимизировать.

Временное разрешение определяется временем накопления числа фотонов, необходимого для качественного изображения. В случае двухзеркальной схемы телескопа временное разрешение зависит как квадрат от величины пикового коэффициента отражения MLS и как корень квадратный от спектральной полосы пропускаемого MLS. Очевидно, что требования повышения спектрального и временного разрешения противоречат друг другу. Как правило, уменьшение $\Delta\lambda_{\text{mitr}}$ достигается путем уменьшения доли сильнопоглощающего материала в MLS. Это всегда сопровождается значительным снижением коэффициента отражения от структуры. Поэтому одним из способов решения этого противоречия является поиск новых материалов для МЗ.

Традиционно в этой области используются МЗ: Mo/Si и Zr/Al [2,3]. В данной работе в качестве альтернативы изучается МЗ на основе Be/Al, которое ранее не исследовалось. Приводится сравнение отражательных свойств с традиционными для этой области МЗ. Анализируется эффект применения Si-прослоек для уменьшения межслоевых шероховатостей.

Экспериментальные результаты

Результаты сравнения отражательных свойств наиболее перспективных MLSs и Be/Al приведены на рис. 1. Расчеты сделаны для «идеальных» структур (табличные плотности, нулевая шерохова-

тость), состав которых оптимизирован на максимум коэффициента отражения.

Be/Al-структура имеет близкую к Si/Al спектральную селективность при значительно большем коэффициенте отражения и близкий к Zr/Al пиковый коэффициент отражения при существенно лучшей спектральной селективности. Т.е. Be/Al сочетает в себе одновременно рекордные коэффициенты отражения и спектральную селективность.

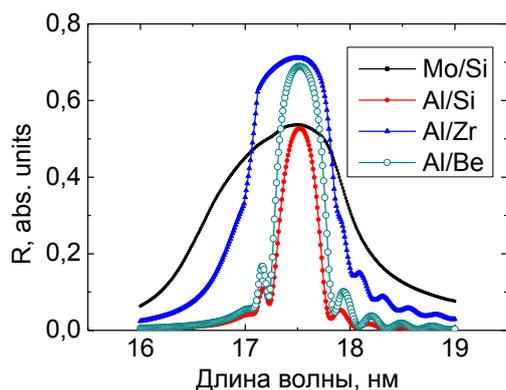


Рис. 1. Расчетные спектральные зависимости коэффициентов отражения «идеальных» МЗ

На рис. 2 приведены зависимости пикового значения коэффициента отражения (расчетного и экспериментального) MLS Be/Al от доли слоя бериллия в периоде структуры $\beta = d(\text{Be})/d$. Для всех образцов период структуры фиксировался вблизи 8.8 нм. Расчеты для идеальной структуры выполнены для той же длины волны, на которой производились измерения синтезированных образцов, $\lambda=17.14$ нм.

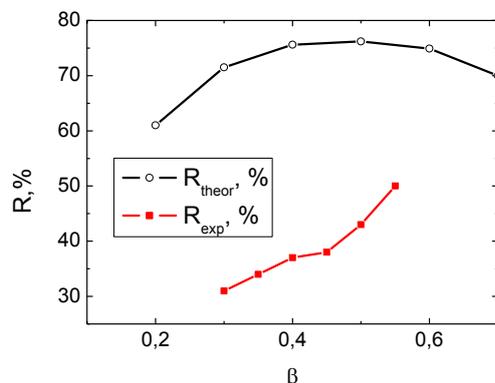


Рис. 2. Расчетный и экспериментальный пиковые коэффициенты отражения в зависимости от доли Be в периоде

Сразу можно отметить два факта. Во-первых, коэффициенты отражения реальных структур существенно ниже, чем расчетные. Во-вторых, коэффициент отражения реальной структуры монотонно растет с увеличением доли бериллия в периоде, а также отсутствует экстремум при $\beta=0.5$.

Изучение данных малоугловой рентгеновской дифракции показало, что значения межслоевой шероховатости $\sigma(\text{Al})=\sigma(\text{Be})=0.9$ нм.

Для изучения возможности уменьшения шероховатости межслоевых границ была изготовлена серия образцов с различными толщинами кремниевых прослоек, нанесенных на различные границы: Be-Si-Al, Al-Si-Be и на обе границы: Be-Si-Al-Si. В таблице 1 приведены данные МЗ с Si-прослойками на различных границах и без прослойки.

Таблица 1. Расчетные для «идеальных» МЗ и измеренные на длине волны 17.14 нм коэффициенты отражения и восстановленные по данным отражения на длине волны 0.154 нм шероховатости межслоевых границ для структур Al/Be, Al/Si/Be, Si/Al/Si/Be, Be/Si/Al. Периоды всех структур составляли примерно 8.8 нм.

	R _{theor} max	R _{exp} max	$\sigma(\text{Al})$	$\sigma(\text{Be})$	$\sigma(\text{Si})$
Be/Al	71	43	0.9	0.9	-
Al/Si/Be	73	53	0.6	0.8	0.6
Be/Si/Al	71	60	0.8	0.4	0.8
Be/Si/Al/Si	70	49	0.6	0.5	0.7

Из полученных данных можно сделать вывод о том, что введение прослойки кремния приводит к заметному увеличению отражения. Как видно из таблицы, наиболее высокие коэффициенты отражения обеспечивают МЗ Be/Si/Al. Оптимальная, с точки зрения максимума коэффициента отражения на длине волны 17.14 нм, толщина кремниевой прослойки составила около 1 нм.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-02-07753 и 15-42-02385.

Литература

1. S.V. Kuzin, S.A. Bogachev, A.A. Pertsov, *et al.* // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. V. 75. № 1. P. 87-90 (2011).
2. D.L. Windt // Proc. SPIE. V. 3448. P. 280-290 (1998).
3. S.Yu. Zuev, S.V. Kuzin, V.N. Polkovnikov, and N.N. Salashchenko // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. V. 74. Iss. 1. P. 50-52 (2010).

Дифракционное отражение пространственно ограниченного рентгеновского пучка от периодических сред

В.И. Пунегов

Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982.
vpunegov@dm.komisc.ru

Рассмотрена динамическая теория дифракции в периодической среде с учетом пространственного ограничения фронта падающей рентгеновской волны. Исследовано угловое распределение интенсивности рассеяния в обратном пространстве в зависимости от латеральной ширины выходящего из кристалла рентгеновского пучка. Показано влияние инструментальной функции на формирование дифракционной картины.

Введение

Обычно при рассмотрении динамической теории дифракции в идеальном кристалле предполагается, что на поверхность образца падает неограниченная в латеральном направлении плоская рентгеновская волна [1]. Такая модель удобна, поскольку в уравнениях Такаги [2], записанных в прямоугольной системе координат, сразу отбрасывается производная вдоль горизонтального направления, в результате дифракционная задача становится одномерной. С развитием метода высокоразрешающей трехосевой дифрактометрии анализ углового распределения интенсивности рассеяния преимущественно выполняется в обратном пространстве (Reciprocal Space Maps, (RSM)) [3]. 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. С другой стороны, в реальном эксперименте как падающий, так и дифракционный рентгеновский пучок латерально ограничен наличием имеющихся коллиматоров и щелей. Поскольку вблизи узла обратной решетки регистрируется как когерентное, так и диффузное рассеяние, необходимо исследовать влияние ширины падающего пучка на формирование RSM. Целью настоящей работы является строгое рассмотрение динамической дифракции в совершенном кристалле с ограниченным фронтом падающей и отраженной рентгеновской волны.

Теория

Рассмотрим динамическую дифракцию в кристалле, на поверхность которого под углом $\theta = \theta_B + \omega$ падает плоская рентгеновская волна с шириной засветки поверхности T (рис. 1). В отсутствие деформаций в кристалле для описания дифракции будем исходить из уравнений Такаги [2], записанных в декартовой системе координат:

$$(ctg \theta_B \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z})E_0(\eta; x, z) = ia_0 E_0(\eta; x, z) + ia_{-h} E_h(\eta; x, z),$$

$$(ctg \theta_B \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial z})E_h(\eta; x, z) = i(a_0 + \eta)E_h(\eta; x, z) + ia_h E_0(\eta; x, z), \quad (1)$$

где присутствующие в уравнениях переменные и коэффициенты представлены в [4].

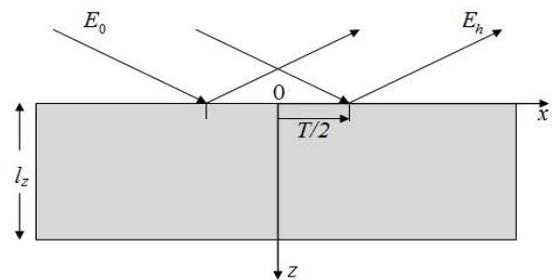


Рис. 1. Схематическое изображение дифракции ограниченного рентгеновского пучка на кристалле конечной толщины l_z

Выполним Фурье-преобразование амплитуд рентгеновских полей в системе уравнений (1):

$$E_{0,h}(\eta; x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\kappa \exp(i\kappa x) \hat{E}_{0,h}(\kappa, \eta; z). \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1), получаем

$$\begin{cases} \frac{\partial \hat{E}_0(\kappa, \eta; z)}{\partial z} = i(a_0 - \kappa \operatorname{ctg} \theta_B) \hat{E}_0(\kappa, \eta; z) + ia_{-h} \hat{E}_h(\kappa, \eta; z) \\ -\frac{\partial \hat{E}_h(\kappa, \eta; z)}{\partial z} = i(a_0 + \eta - \kappa \operatorname{ctg} \theta_B) \hat{E}_h(\kappa, \eta; z) + ia_h \hat{E}_0(\kappa, \eta; z) \end{cases} \quad (3)$$

Таким образом, от системы двумерных уравнений (1) в прямом пространстве мы перешли к одномерной дифракционной задаче, которая имеет аналитическое решение. Пусть ограничение ширины рентгеновского пучка на поверхности кристалла задается функцией (рис. 1)

$$f(x) = \begin{cases} 1, & x \in [-T/2, T/2] \\ 0, & x \notin [-T/2, T/2] \end{cases}$$

Фурье-образ этой функции равен

$$f(\kappa) = \frac{\sin(\kappa T/2)}{\kappa/2},$$

где \mathcal{K} – переменная обратного пространства.

Аналитические решения системы связанных уравнений (3) для амплитуд проходящей и дифракционной волны в объеме кристалла имеют вид

$$\hat{E}_0(\kappa, \eta; z) = \frac{\xi_1 \exp(i\xi_1 l_z) - \xi_2 \exp(i\xi_2 l_z)}{Q} f(\kappa) \exp(i[\sigma_0 + \xi_2]z),$$

$$\hat{E}_h(\kappa, \eta; z) = a_h \frac{\exp(i\xi_1 l_z) - \exp(i\xi_2 l_z)}{Q} f(\kappa) \exp(i[\sigma_0 + \xi_2]z), \quad (4)$$

где $\sigma_0 = (a_0 - \kappa \operatorname{ctg} \theta_B)$,

$$\xi = \sqrt{[\eta + 2a_0 - \kappa \operatorname{ctg} \theta_B]^2 - 4a_h a_{-h}},$$

$$\xi_{1,2} = (\kappa \operatorname{ctg} \theta_B - \eta - 2a_0 \pm \xi)/2, \quad Q = \xi_1 \exp(i\xi_1 l_z) - \xi_2.$$

Здесь угловая зависимость решений определяется параметром η , который задает режим $\theta - 2\theta$ сканирования. Этот угловой параметр связан с вертикальной проекцией вектора отклонения от узла обратной решетки кристалла соотношением $\eta = -q_z$.

Для амплитудного коэффициента отражения $R_h(q_x, q_z) = \hat{E}_h(q_x, q_z; z=0)$ получаем

$$R_h(q_x, q_z) = \frac{a_h}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[i\xi l_z] - 1}{Q} f(\kappa) f(\kappa - q_x) d\kappa, \quad (5).$$

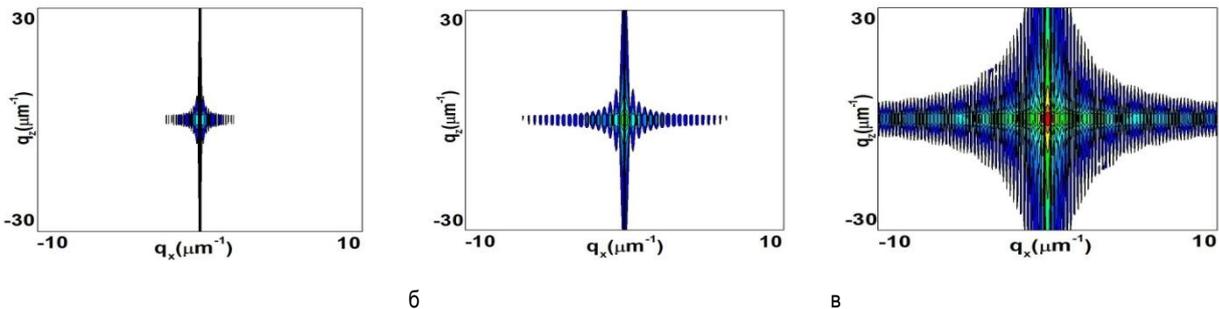


Рис. 2. Вычисленные в логарифмическом масштабе карты RSM Si(111) совершенного кристалла в зависимости от латеральной ширины отраженного пучка: (а) $T=900 \mu\text{m}$, (б) $T=300 \mu\text{m}$, (в) $T=30 \mu\text{m}$, отношение интенсивностей между соседними линиями 0.175

Численное моделирование

Численное моделирование рентгеновской дифракции в совершенном кристалле кремния с ограниченным фронтом падающей и отраженной рентгеновской волны проведено на основе решения (5). Использованы табличные данные для симметричного (111) отражения σ -поляризованного рентгеновского $\text{CuK}_{\alpha 1}$ -излучения с длиной волны $\lambda = 1.54$. В расчетах толщина кристалла $l_z = 100 \mu\text{m}$, ширины латерального размера падающего пучка были равны $T = 900 \mu\text{m}, 300 \mu\text{m}, 30 \mu\text{m}$.

На рис. 2 представлены расчетные RSM при разных значениях ширины дифракционного пучка T .

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект 15-9-1-13).

Литература

1. A. Authier. Dynamical Theory of X-Ray Diffraction. Oxford University Press. New York. 2001. 661 p.
2. S. Takagi // Acta Cryst., V.1 5, 1311 (1962).
3. A. Iida, K. Kohra // Phys. Stat. Sol. (a), V. 51, 533 (1979).
4. В.И. Пунегов, С.И. Колосов // Письма в ЖЭТФ, Т. 102, 159 (2015).

Si дифракционные решетки

Д. Рощупкин¹, Д. Иржак^{1,*}, Ал. Фирсов², Ан. Фирсов¹

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 6, Черноголовка, Московская область, 142432.

² Institute for Nanometre Optics and Technology, Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Albert-Einstein Strasse 15, 12489 Berlin, Germany.
*irzhak@iptm.ru, rochtch@iptm.ru

Исследованы особенности процесса дифракции жесткого рентгеновского излучения на Si-дифракционных решетках, изготовленных с помощью метода электроннолучевой литографии. Были исследованы два типа дифракционных решеток: дифракционные решетки на основе фазосдвигающего слоя Au; дифракционные решетки, изготовленные в Si с использованием плазмохимического травления. Данные решетки отличаются своими дифракционными свойствами.

Введение

Развитие современного спектрального оборудования, используемого в рентгеновском диапазоне длин волн, требует использования дифракционных решеток. В настоящем докладе рассмотрены вопросы создания брэгговских дифракционных решеток на основе кристаллов Si с использованием Au-фазосдвигающего слоя или прямого плазмохимического травления Si-подложки. Золотая и глубокая Si-дифракционная решетки обладают разными дифракционными свойствами, связанными с различием процессов дифракции.

Изготовление дифракционных решеток

Для изготовления дифракционных решеток были использованы методы современной микроэлектроники: магнетронное напыление тонких металлических покрытий, электронно-лучевая литография и процесс плазмохимического травления Si. Для изготовления дифракционных решеток были использованы подложки Si(111) и Si(100). На поверхности подложек были изготовлены дифракционные решетки с периодом $d=0.4, 0.8$ и 1.6 мкм.

Были изготовлены два типа дифракционных решеток. Первый тип решеток связан с формированием на поверхности Si-подложки золотой фазосдвигающей решетки. В данном случае на поверхности подложки методом электронно-лучевой литографии в слое резиста была сформирована структура дифракционной решетки. Далее методом магнетронного напыления на поверхность резиста была напылена пленка Au толщиной 1000 \AA . После операции «lift-off» на поверхности Si-подложки остается Au фазосдвигающая решетка. Второй тип брэг-

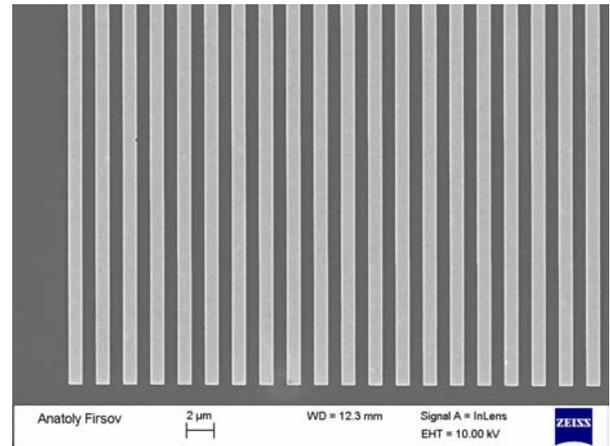


Рис. 1. Si-дифракционная решетка, изготовленная методами электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления

говских дифракционных решеток связан с формированием на поверхности Si-подложки в резисте методом электронно-лучевой литографии рисунка дифракционной решетки и последующего переноса этого рисунка в подложку методом плазмохимического травления. На рис. 1 представлена микрофотография Si-дифракционной решетки с периодом $d=1.6$ мкм.

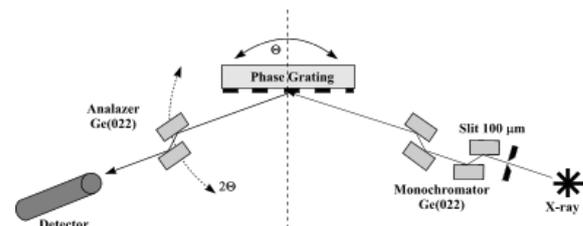


Рис. 2. Экспериментальная схема трехкристального рентгеновского дифрактометра

Исследования оптических свойств дифракционных решеток были выполнены на 4-кружном рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover с вращающимся медным анодом (излучение $\text{CuK}\alpha$) в схеме трехкристального рентгеновского дифрактометра (рис. 2). Были измерены оптические характеристики двух типов решеток на двух подложках ($\text{Si}(111)$ и $\text{Si}(100)$) для трех различных периодов решеток: 0.4 мкм, 0.8 мкм и 1.6 мкм.

Исследование оптических свойств Si-дифракционных решеток

На рис. 3 представлена 2D-карта распределения интенсивности рентгеновского излучения, дифрагированного на Au-фазовой дифракционной решетке с периодом $d=0.4$ мкм. Сложная дифракционная картина связана как с дифракцией рентгеновского излучения на Au-дифракционной решетке на входе в кристалл $\text{Si}(111)$, так и с дифракцией рентгеновского излучения на Au-дифракционной решетке на выходе из кристалла Si [1].

Интересным является и процесс дифракции рентгеновского излучения на Si-дифракционной решетке. На рис. 4 представлена 2D-карта распределения рентгеновской интенсивности, дифрагированной на $\text{Si}(111)$ -дифракционной решетке с периодом $d=1.6$ мкм. В данном случае процесс дифракции рентгеновского излучения также является комплексным. На карте распределения дифрагированной рентгеновской интенсивности в обратном пространстве наблюдается существенное различие между четными и нечетными порядками дифракции. Четные и нечетные дифракционные сателлиты имеют разное угловое положение. На рис. 5 представлена кривая качания $\text{Si}(111)$ -дифракционной решетки с периодом $d=1.6$ мкм. Угловая расходимость между ди-

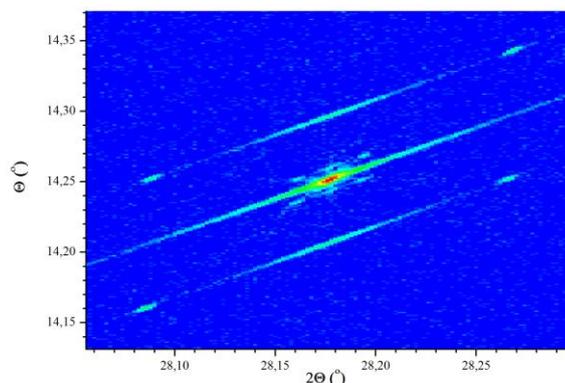


Рис. 3. Дифракция рентгеновского излучения на Au золотой фазовой дифракционной решетке на основе $\text{Si}(111)$ с периодом $d=0.4$ мкм

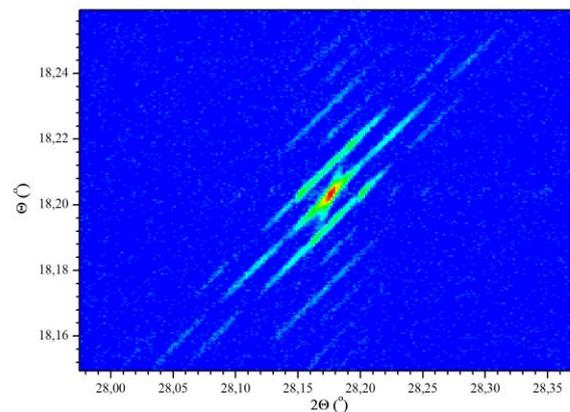


Рис. 4. Дифракция рентгеновского излучения на $\text{Si}(111)$ -дифракционной решетке с периодом $d=1.6$ мкм

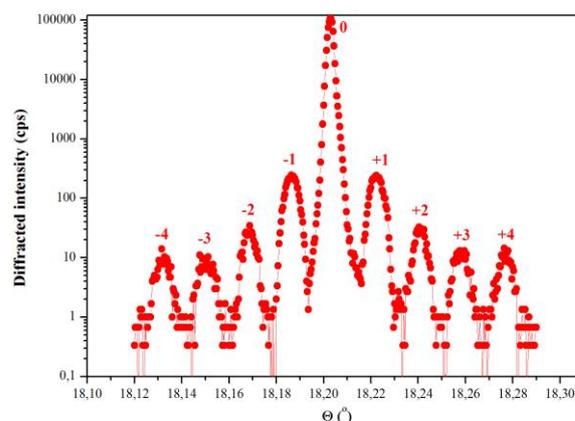


Рис. 5. Кривая качания $\text{Si}(111)$ -дифракционной решетки с периодом $d=1.6$ мкм

фракционными сателлитами на кривой качания дифракционной решетки определяется исходя из выражения $\delta\theta=\lambda/d$, где λ – длина волны рентгеновского излучения, а d – межплоскостное расстояние.

Таким образом, процесс дифракции рентгеновского излучения на брэгговских кристаллических дифракционных решетках является сложным комплексным процессом. Следует отметить, что дифракционные картины зависят не только от периода дифракционных решеток, но и от используемой кристаллической подложки ($\text{Si}(111)$ или $\text{Si}(100)$).

Литература

1. D.V. Irzhak, M.A. Knyasev, V.I. Punegov and D.V. Roshchupkin // J. Appl. Cryst., V. 48, 1159 (2015).

Дифракция рентгеновского излучения на акустически промодулированных кристаллах семейства лантангаллиевого силиката вблизи краев поглощения Ga и Ta

Д.В. Рощупкин¹, О.А. Плотыцина¹, Е.В. Емелин¹, Д.В. Иржак^{1,*}, L. Ortega², A. Erko³, S. Vadilonga³, I. Zizak³

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 6, Черноголовка, Московская область, 142432.

² Laboratoire de Physique des Solides, Univ. Paris-Sud, CNRS, UMR 8502, 91405 Orsay Cedex, France.

³ Institute for Nanometre Optics and Technology, Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Albert-Einstein Strasse 15, 12489 Berlin, Germany.
*irzhak@iptm.ru, rochtch@iptm.ru

Особенностью процесса дифракции жесткого рентгеновского излучения на кристаллах семейства лантангаллиевого силиката является сильное поглощение излучения в кристаллах вблизи К-края Ga (~10 кэВ) и L-края Ta (~11 кэВ). В настоящей работе на источнике синхротронного излучения в схеме двухкристального рентгеновского дифрактометра исследован процесс дифракции рентгеновского излучения на акустически промодулированном Y-срезе кристалла $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ (CTGS) в диапазоне энергий рентгеновского излучения 9–12 кэВ.

Введение

Развитие современной акустоэлектроники связано с поиском новых перспективных пьезоэлектрических материалов для передачи и обработки сигналов в режиме реального времени. Сегодня самыми перспективными материалами акустоэлектроники являются пьезоэлектрические кристаллы семейства лантангаллиевого силиката $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$, которые обладают хорошими термическими свойствами.

В настоящем докладе представлены результаты исследования процесса дифракции рентгеновского излучения на акустически промодулированном Y-срезе кристалла $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ (CTGS) в диапазоне энергий рентгеновского излучения 9–12 кэВ на источнике синхротронного излучения BESSY II. Кристалл CTGS является упорядоченным кристаллом семейства лантангаллиевого силиката и характеризуется отсутствием сноса потока акустической энергии.

Экспериментальная схема исследования акустических свойств кристалла CTGS

Исследование процесса дифракции рентгеновского излучения на Y-срезе кристалла CTGS, промодулированном ПАВ с длиной волны $\Lambda=6$ мкм, было выполнено на источнике синхротронного излучения

BESSY II в схеме двухкристального рентгеновского дифрактометра (рис. 1). Исследования были выполнены в диапазоне энергий рентгеновского излучения $E=9\text{--}12$ кэВ. В этом диапазоне находятся L-

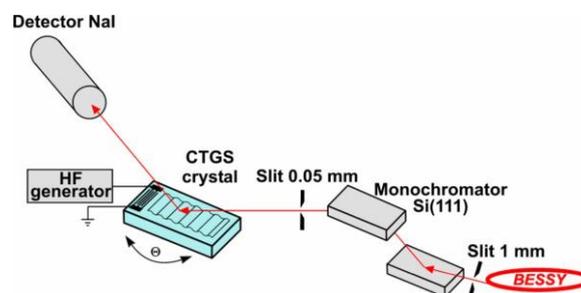


Рис. 1. Экспериментальная схема двухкристального рентгеновского дифрактометра

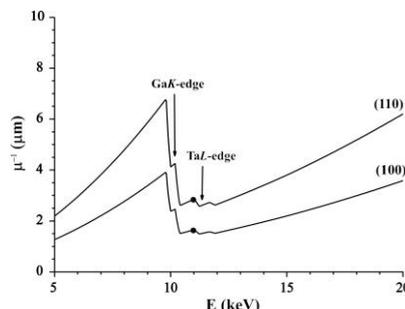


Рис. 2. Зависимость глубины проникновения рентгеновского излучения в кристалл CTGS от энергии излучения

край поглощения Та и К-край поглощения Га. На рис. 2 представлены зависимости глубины проникновения рентгеновского излучения в кристалл СТГС от энергии рентгеновского излучения. Наличие краев поглощения приводит к уменьшению глубины проникновения излучения в кристалл, что вызывает интересные явления, связанные как с погасанием, так и с расщеплением дифракционных сателлитов [1, 2].

Исследование акустических свойств кристалла СТГС

Распространение акустических волн в кристаллах приводит к синусоидальной модуляции кристаллической решетки и появлению дифракционных сателлитов. Угловая расходимость между дифракционными сателлитами определяется длиной волны ПАВ, а интенсивность дифракционных сателлитов зависит от амплитуды ПАВ. Обычно интенсивности дифракционных сателлитов определяются значениями функций Бесселя. Максимальное значение первых дифракционных сателлитов достигает 36% от интенсивности брэгговского пика [1]. Однако вблизи краев поглощения наблюдается увеличение интенсивности дифракционных сателлитов.

Исследование дифракции рентгеновского излучения на акустически промодулированном кристалле СТГС продемонстрировало, что интенсивность первых дифракционных сателлитов может достигать 100% от интенсивности брэгговского пика. На рис. 3 представлены кривые качания, измеренные при энергии рентгеновского излучения 11 кэВ (L-край Та) и амплитудах входного ВЧ-сигнала на

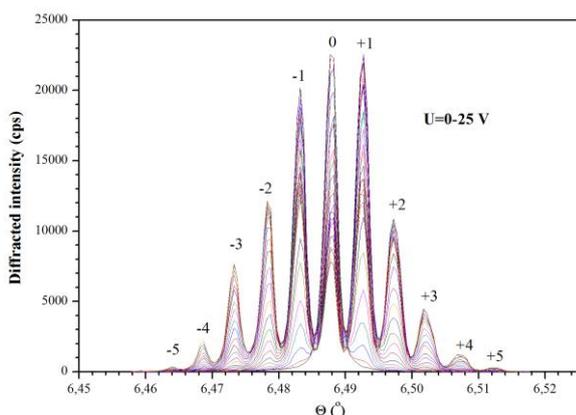


Рис. 3. Кривые качания кристалла СТГС, промодулированного ПАВ с длиной волны $\Lambda=6$ мкм, измеренные при амплитудах входного сигнала на ВШП $U=0-25$ В и энергии рентгеновского излучения $E=11$ кэВ

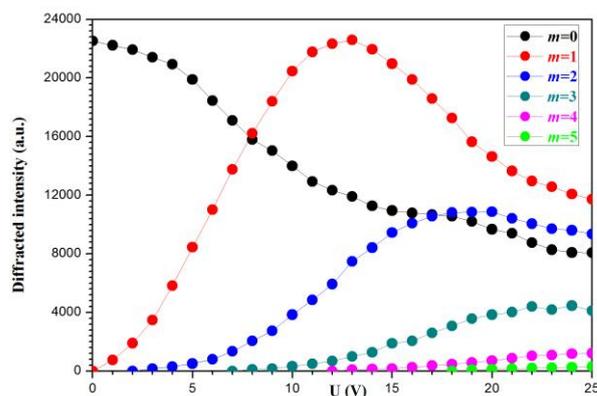


Рис. 4. Зависимость интенсивности дифракционных сателлитов от амплитуды входного сигнала на ВШП

ВШП $U=0-25$ В. Из рисунка видно, что при амплитуде входного сигнала на ВШП $U=13$ В интенсивность первых дифракционных сателлитов соответствует интенсивности брэгговского пика в отсутствие акустической модуляции.

На рис. 4 представлены зависимости интенсивности дифракционных сателлитов от амплитуды входного сигнала на ВШП. Хорошо видно, что интенсивности дифракционных сателлитов являются осциллирующими функциями. Первые дифракционные сателлиты достигают максимального значения при $U=13$ В, а вторые дифракционные сателлиты достигают своего максимального значения (50% от интенсивности брэгговского пика) при $U=19$ В.

Экстремальное увеличение интенсивности дифракционных сателлитов вблизи краев поглощения связано с малой глубиной проникновения рентгеновского излучения в кристалл, резонансным изменением структурных факторов элементарной ячейки вблизи краев и в условиях сильной акустической модуляции кристаллической решетки.

Исследования выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 16-02-00519.

Литература

1. D.V. Roshchupkin, D.V. Irzhak, R. Tucoulou, O.A. Buzanov // J. Appl. Phys., V. 94, 6692 (2003).
2. Dmitry Irzhak and Dmitry Roshchupkin // J. Appl. Phys., V. 116, 244903 (2014).

Акустостимулированный транспорт носителей заряда в графене

Д.В. Рощупкин¹, О.А. Плотицына¹, Д.В. Иржак^{1,*}, М. Бжезинская², О.В. Кононенко¹,
Е.В. Емелин¹, А.В. Иржак¹

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 6, Черноголовка, Московская область, 142432.

² Institute for Nanometre Optics and Technology, Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Albert-Einstein Strasse 15, 12489 Berlin, Germany.
*irzhak@iptm.ru, rochtch@iptm.ru

Перспективы развития современной микро- и нанопэлектроники связаны с использованием 2D-кристаллов (графен, оксид графена, MoS₂ и др.). В настоящем докладе рассмотрены вопросы применения графена в перспективных солнечных элементах, основанных на применении графена и акустостимулированном транспорте носителей заряда.

Введение

Перспективы развития современной микро- и нанопэлектроники напрямую связаны с применением 2D-кристаллов. Это и высокочастотные транзисторы на основе графена, различные сенсорные устройства и дисплеи. В докладе рассмотрены вопросы синтеза, исследования и применения графена в солнечных элементах, где сочетается возможность как генерации носителей заряда в графене под воздействием солнечного света, так и акустостимулированный транспорт носителей заряда [1, 2].

Синтез пленок графена

Для получения пленок графена больших площадей используется процесс синтеза с использованием CVD-технологии. Рост графена осуществляется с использованием пленки Ni на подложке SiO₂/Si. Качество пленки графена определяется качеством пленки Ni. Рост графена осуществляется в несколько этапов. На первом этапе происходит разложение прекурсора, содержащего углерод. На втором этапе осуществляется диффузия углерода в пленку Ni. На третьем заключительном этапе осуществляется сегрегация и осаждение углерода на поверхности пленки Ni. Наличие в пленке Ni границ зерен и дислокаций приводит к аккумуляции на них углерода и, соответственно, к формированию многослойного графена. В дальнейшем осуществляется перенос пленки графена на другие подложки. Для этого на поверхность подложки SiO₂/Si с графеном наносится слой полиметилметакрилата (PMMA), который в дальнейшем выступает в качестве несущей опорной пленки. Графен вместе с опорной

пленкой PMMA отделяется от подложки SiO₂/Si методом жидкостного травления пленки Ni в 1% водном растворе хлористоводородной кислоты, а затем укладывается на подложку. PMMA удаляется с поверхности графена растворением в ацетоне. На рис. 1 представлен рамановский спектр пленки графена на подложке LiNbO₃. Пленка графена состоит из 1–3 монослоев графена.

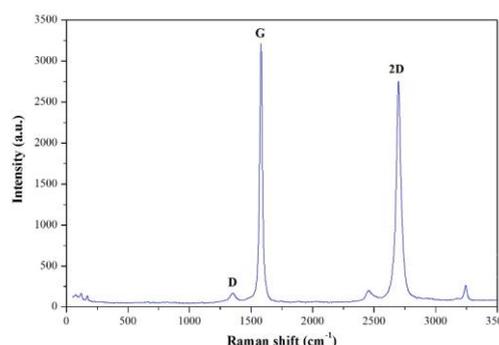


Рис. 1. Рамановский спектр синтезированной пленки графена на подложке кристалла LiNbO₃

Изготовление структур на основе графена

Графен является хорошим технологическим материалом и может быть использован в современной микро- и нанопэлектронике. На рис. 2 представлен прототип солнечного элемента с акустостимулированным транспортом носителей заряда. В данном случае на поверхности кристалла LiNbO₃ для возбуждения поверхностных акустических волн (ПАВ) сформирована структура встречно-штыревого преобразователя. Под воздействием солнечного света в кристалле генерируются носители заряда. Для ре-

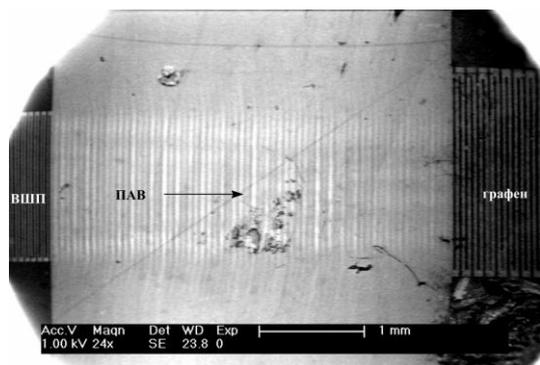


Рис. 2. Прототип солнечного элемента с графеновым токоприемником

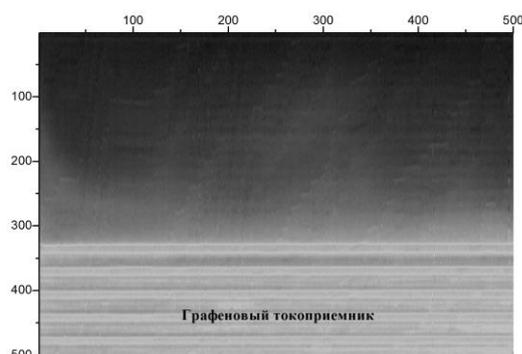


Рис. 3. Изображение поверхности методом наведенного тока (распределение зарядов на поверхности кристалла)

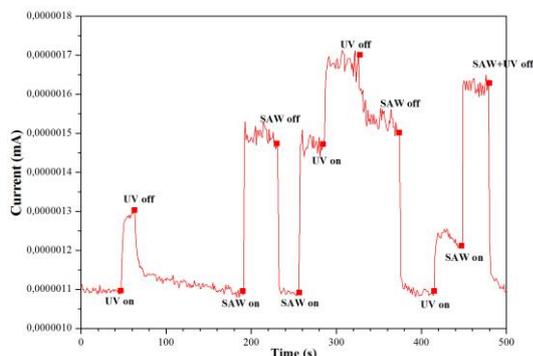


Рис. 4. Зависимость тока, зарегистрированного графеновым токоприемником, от ПАВ

гистрации носителей заряда на поверхности кристалла LiNbO_3 сформирована специальная графеновая структура. На поверхности кристалла хорошо

видна ПАВ, которая возбуждается ВШП и переносит заряды к графеновому токоприемнику.

Акустостимулированный транспорт носителей заряда

Если на рис. 2 представлено изображение ПАВ, полученное методом растровой электронной микроскопии в режиме регистрации низкоэнергетичных вторичных электронов, которое демонстрирует распределение потенциала ПАВ на поверхности кристалла, то на рис. 3 представлено изображение, полученное методом наведенного тока. В данном случае сигнал регистрировался на графеновом токоприемнике. На изображении хорошо видны графеновый токоприемник и распределение зарядов на поверхности кристалла. В данном случае впервые визуализирован процесс переноса зарядов акустической волной (акустостимулированный транспорт носителей зарядов).

На рис. 4 представлена зависимость тока, зарегистрированного графеновым токоприемником. Графеновый токоприемник регистрирует ток при облучении кристалла солнечным светом. Возбуждение акустической волны приводит к существенно увеличению тока, регистрируемого токоприемником, так как использование ПАВ приводит к увеличению площади сбора зарядов.

Исследования выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты № 15-52-53101 и № 16-02-00519.

Литература

1. Z. Insepov, E. Emelin, O. Kononenko, D.V. Roshchupkin, K.B. Tynshtykbayev, and K.A. Baigarin // *Appl. Phys. Let.*, V. 106, 023505 (2015).
2. Dmitry Roshchupkin, Luc Ortega, Ivo Zizak, Olga Plotitsyna, Viktor Matveev, Oleg Kononenko, Evgenii Emelin, Alexei Erko, Kurbandali Tynshtykbayev, Dmitry Irzhak, and Zinetula Insepov // *J. Appl. Phys.*, V. 118, 104901 (2015).

Состояние дел и перспективы развития многослойной рентгенооптики в ИФМ РАН

Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.
chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Дается обзор основных научных направлений, развиваемых в ИФМ РАН в области многослойной рентгеновской оптики и ее применений в различных областях науки и техники. Приводятся основные результаты, полученные в последнее время в рамках каждого направления. Обсуждаются планы развития направлений на ближайшее будущее.

В настоящее время, в связи с прогрессом технологии напыления многослойных интерференционных структур (МИС) для экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) и мягкого рентгеновского (МР) излучения, длины волн 0,6-60 нм, появилась реальная возможность достижения цели – переноса традиционных оптических методов в ЭУФ- и МР-диапазон. Достижение этой цели открывает принципиально новые возможности в нанодиагностике вещества. Мягкая рентгеновская микроскопия, имея сопоставимое пространственное разрешение с электронной, обеспечивает больший, чем на порядок, контраст изображения биологических образцов. При этом почти на 5 порядков меньше сечение рассеяния по сравнению с фотопоглощением, умеренное поглощение в исследуемых образцах (длина пробега порядка 10 мкм) и в воздухе (более 1 мм при нормальном давлении), малая глубина фокуса (30-40 нм) обеспечивают уникальные возможности:

- можно изучать достаточно толстые образцы (для сравнения в электронной микроскопии из-за сильного рассеяния и поглощения изучаются слайсы толщиной 0,1-0,3 мкм);
- не требуется применение контрастных веществ и заморозка образцов;
- можно изучать даже живые образцы, помещенные в специальные вакуумно-плотные кюветы при атмосферном давлении;
- процесс 3D-томографии сводится к получению серии изображений образца при его перемещении вдоль оптической оси микроскопа.

Таким образом, мягкая рентгеновская микроскопия представляет собой новый, находящийся еще в зачаточном состоянии лабораторный метод нанодиагностики, востребованный в таких областях как:

- биология и медицина;
- физика и химия конденсированного вещества;
- нанотехнологии.

С точки зрения оптики ключевые проблемы, которые должны быть решены для внедрения этого метода в лабораторную практику, следующие:

- создание подложек для многослойных зеркал, обеспечивающих дифракционное качество изображений в МР-диапазоне;
- существенное повышение коэффициентов отражения МИС, особенно в «углеродном» и «водном» окнах прозрачности.

При существующей на данный момент парадигме, что ключевой технологией микроэлектроники, определяющей топологические размеры микросхем, является фотолитография, дальнейший прогресс в микроэлектронной промышленности связывают с литографией на длине волны в области 13,5 нм и даже ниже. В частности, уже сейчас в компаниях Intel, Samsung и в научном центре ИМЕС в ряде работ при формировании критических слоев используется ЭУФ-литография на длине волны 13,5 нм. Экспериментально показано, что благодаря короткой длине волны отпадает необходимость в использовании дополнительных методов повышения разрешающей способности, в разы уменьшается число масок и технологических операций, что приводит к 2-3-кратному уменьшению стоимости литографического процесса по сравнению с традиционной литографией на длине волны 193 нм.

Опыт развития ЭУФ-литографии показал, что период от первых НИР до создания предпромышленного сканера составил около 20 лет, поэтому уже сейчас нужно думать о следующей, более короткой длине волны.

К ключевым проблемам оптики для ЭУФ и перспективной МР-литографии относятся следующие:

- повышение коэффициентов отражения Mo/Si-зеркал;

- выбор наиболее перспективной длины волны в МР-диапазоне с точки зрения максимальных коэффициентов отражения МИС для литографии следующего поколения;
- совершенствование технологии финишной полировки и формообразования подложек для МИС;
- разработка абсорбционных фильтров спектральной очистки излучения и защиты масок от загрязнений (pellicle) с техническими характеристиками, удовлетворяющими производителей литографического оборудования. В силу массового характера производства этих элементов (расходный материал) дополнительным требованием является «технологичность» их изготовления и минимизация стоимости.

В последнее время, в связи с усложнением глобальной техно- (инфо)-сферы планеты Земля, резко возросло влияние ближнего космоса и, прежде всего, Солнца на жизнь человека. Изучение физики Солнца теперь уже представляет не только научный интерес, но и огромное практическое значение. С конца прошлого столетия в обиход даже вошел термин «солнечная погода». Основным источником информации о процессах, происходящих на Солнце, является его корона, максимум излучения которой лежит в ЭУФ-диапазоне.

Для решения научных задач, поставленных астрофизиками, требуется увеличение углового разрешения ЭУФ-телескопов с нынешних $\geq 1''$ до $0,1''$, спектральной полосы пропускания зеркал в 1,5-2 раза уже при сохранении коэффициентов отражения на существующем уровне либо их повышение. Планируются также миссии к Солнцу на расстояние порядка 0,15 астрономических единиц.

Решение этих задач требует совершенствования технологии изготовления подложек и фильтров. При изготовлении подложек к традиционным добавляются новые проблемы, связанные с учетом гравитационных искажений формы подложек, минимизации их веса и др. Для уменьшения искажений изображений, вызванных дифракцией ЭУФ-излучения на сетке, на которой закреплен фильтр, требуется увеличение почти на порядок (100 раз по площади) размера ячейки. Это предъявляет дополнительные требования уже к механической прочности тонкопленочных фильтров. Особенностью «меркурианского» проекта является большая, до 2 Вт/см^2 , радиационная нагрузка на первый оптический элемент.

Помимо отмеченных выше задач, МИС и оптические системы на их основе находят широкое применение в других научных исследованиях.

В частности, свободновисящие МИС нашли широкое применение в качестве поляризаторов и фазосдвигающих пластин, вплоть до четвертьволновых. Эти элементы востребованы как в синхротронных исследованиях, так и в лабораторных, позволяя с лабораторными источниками излучения проводить исследования, которые ранее делались только в синхротронных центрах.

В последнее время, в связи с появлением в мире, в том числе и в ФИЦ «Институт прикладной физики РАН», сверхмощных фемтосекундных лазеров, большой интерес возник к аперийным МИС, позволяющим транспортировать, фокусировать, проводить спектральный анализ атто- и даже субаттосекундных импульсов электромагнитного излучения. Широкая полоса пропускания позволяет управлять этими пучками без «размытия» волнового пакета во времени. Короткая длина волны и длительность импульса позволяют на 3-5 порядков увеличить плотность мощности излучения в пятне фокусировки и вплотную приблизиться к достижению рекордных 10^{27} - 10^{29} Вт/см^2 .

Большое практическое значение имеют одиночные эллиптические и параболические зеркала и системы на их основе для коллимации и фокусировки жесткого рентгеновского излучения.

В ИФМ РАН решаются все отмеченные выше проблемы и задачи. В докладе будет представлен комплекс технологического и метрологического оборудования, применяемого при производстве и паспортизации МИС. Сообщается о подходе, который мы развиваем для детального восстановления внутренней структуры МИС. Будут представлены последние результаты исследований по МИС для литографии следующего поколения. Значительное внимание будет уделено работам по развитию оптики дифракционного качества для МР- и ЭУФ-диапазонов. Исследования включают метрологию формы и шероховатости, ионно-пучковые технологии полировки и коррекции формы подложек, крепление подложек в оправы и др. аспекты.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 13-02-00377, 14-02-00549, 15-02-07753 и 15-42-02139.

Определение параметров многослойных структур по данным рентгеновской рефлектометрии

М.В. Свечников*, Н.И. Чхало, Н.Н. Салащенко, Ю.А. Вайнер, В.Н. Полковников

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

*svechnikovmv@gmail.com

Предлагается подход к восстановлению структурных параметров многослойных систем, основанный на предварительном анализе геометрии и химического состава элементарной ячейки структуры.

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 (суб)ангстремным пространственным разрешением. В идеале методики должны: восстанавливать профиль электронной плотности и распределение примесей в элементарной ячейке; выделять из переходной области доли, связанные с ростовой шероховатостью и диффузионным перемешиванием материалов; определять продольную и поперечную корреляцию шероховатостей границ; определять атомную структуру наноструктурированного вещества в тонкопленочном состоянии.

Модельный подход

Традиционно контроль структурных параметров МИС 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 небольшого числа параметров, так как в противном случае решение становится сильно неоднозначным.

Простая и наиболее часто используемая модель многослойной структуры – модель однородных слоев, позволяющая выполнить простой численный расчет отражения и прохождения по рекуррентной формуле. Эффект шероховатости интерфейсов при расчете зеркального отражения может быть сведен к множителю перед френелевскими коэффициентами.

Подбором общеструктурных параметров, таких как период МИС, эффективные ширины переходных слоев и т.д. зачастую можно описать лишь интерференционные пики отражения. Чтобы описать межпиковые участки рефлектометрической кривой, уже требуется учитывать разброс толщин и плотностей пленок, возникающий в процессе синтеза структуры.

В таком, наиболее общем для модели однородных слоев, случае уже становится неочевидной реальность находимых параметров – индивидуальных толщин и плотностей отдельных пленок. Если эле-

ментарная ячейка МИС содержит более двух слоев, задача еще усложняется. Сложность подгонки такой модели и сомнительность (а иногда и нефизичность) получаемых результатов вынуждает искать физически обоснованную модель элементарной ячейки МИС.

Так, например, авторы [1,2] ввели тонкие пленки различных силицидов молибдена в интерфейс Mo/Si-структур для удовлетворительного совпадения расчетных и экспериментальных кривых отражения. В дополнение к этому, они провели подгонку действительной и мнимой частей поправок показателя преломления не только интерслоев, но и слоев Si и Mo. Полученные значения на десятки процентов отличаются от табличных [3]. Без приведения данных о плотностях основных материалов и о химических примесях, содержащихся в структуре и изменяющих показатель преломления (особенно в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах), подобный подход выглядит крайне сомнительным с точки зрения получения реальной информации о структуре и свойствах вещества в тонких пленках.

Построение модели элементарной ячейки

Большое количество слоев в таких структурах как многослойные рентгеновские зеркала может привести к тому, что неправильно выбранная (например слишком простая) модель ячейки вкуче с неправильным распределением толщин пленок может привести к согласию между расчи-

танным и измеренным коэффициентами отражения и, таким образом, создать неверное представление об истинной структуре МИС. Избежать такого развития событий можно, предварительно изучив отдельную ячейку структуры и построив её адекватную модель.

Априорная информация о структуре элементарной ячейки может быть получена, например, из анализа SEM-изображений срезов. Другой вариант – безмодельная реконструкция тонких пленок по данным рефлектометрии жесткого рентгеновского диапазона [4,5]. Количественный химический состав пленок, обусловленный технологией напыления, может быть найден по спектру пропускания свободновисящей структуры вблизи краев поглощения основных примесей и по данным масс-спектрометрии вторичных ионов.

Литература

1. M.G. Sertsu, *et al.* // *Appl. Opt.*, V. 54, 10351-10358 (2015).
2. A.L. Aquila, *et al.* // *Opt. Express*, V. 14, 10073-10078 (2006).
3. B. L. Henke, *et al.* // *At. Data Nucl. Data Tables*, V. 54, 181–342 (1993).
4. I. V. Kozhevnikov // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, V. 508(3), 519–541 (2003).
5. I. V. Kozhevnikov // *Physical Review B*, V. 85, 125439 (2012).

Применение высококогерентной фазосдвигающей интерферометрии с дифракционной волной сравнения для измерения шероховатости

М.В. Свечников*, Н.И. Чхало, М.Н. Торопов, Н.Н. Салашенко, М.В. Зорина

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

*svechnikovmv@gmail.com

Анализируются возможности применения метода интерферометрии с дифракционной волной сравнения (ИДВС) для измерения среднечастотных шероховатостей сверхгладких поверхностей. Источник эталонной сферической волны создан на базе одномодового оптоволокну с субволновой выходной апертурой ~ 0.25 мкм. В числовой апертуре 0.01 среднечастотная деформация эталонной волны менее 0.005 нм. Эксперимент продемонстрировал возможность получения спектра шероховатости в диапазоне пространственных частот $0.001-0.05$ мкм $^{-1}$. В докладе приводятся карты поверхности, полученные методом ИДВС в двух режимах: фазосдвигающем и в режиме анализа одиночных интерферограмм. Анализируются спектры шероховатости, полученные ИДВС и атомно-силовой микроскопией (АСМ).

Введение

Прогресс в изготовлении многослойных зеркал нормального падения для экстремального ультрафиолетового (EUV) и мягкого рентгеновского излучения (SXR) привел к возможности создавать изображающую оптику с пространственным разрешением, ограниченным дифракционным пределом, для решения задач проекционной EUV-литографии на длине волны 13.5 нм. Основным препятствием продвижению к более коротким длинам волн является сложность изготовления подложек с интегральной шероховатостью на уровне одного ангстрема в диапазоне латеральных размеров 1 нм – 1 мм. Возможность создавать столь гладкие поверхности подразумевает и возможность их адекватно измерять.

Особое влияние на предельное разрешение оптических систем оказывает среднечастотная шероховатость (MFSR, $\nu=0.001-1$ мкм $^{-1}$), приводящая к размытию краёв изображения. На данный момент единственный инструмент для определения шероховатостей в диапазоне $0.001-0.01$ мкм $^{-1}$ – это интерферометр белого света (ИБС). В то же время, есть свидетельства несовпадений результатов измерений ИБС и АСМ в общей части рабочих диапазонов [1]. Таким образом, назрела необходимость в альтернативном методе измерения среднечастотного рельефа, особенно когда речь идет о шероховатости ангстремного уровня.

Метод ИДВС

Типичная схема интерферометра с дифракционной волной сравнения (ИДВС) показана на рис. 1. Источник квазисферической волны 4 освещает изучаемую вогнутую сферическую поверхность 5 и ПЗС-матрицу 7. В качестве источника квазисферической волны используется одномодовое оптическое оптоволокно с субволновой выходной апертурой. Свет отражается от поверхности, фокусируется на плоском зеркале 3 возле источника и, переотразившись от него, попадает на ПЗС-матрицу, где интерферирует с квазисферическим фронтом от источника. В результате на экране видны интерференционные полосы как от двух расположенных рядом точечных источников.

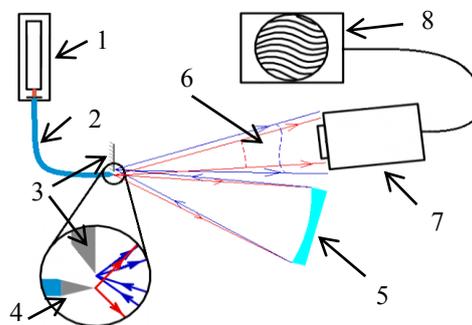


Рис. 1. Схема ИДВС. 1 – лазер, 2 – оптоволокно, 3 – плоское зеркало, 4 – источник квазисферической волны, 5 – изучаемая сферическая подложка, 6 – интерферирующие волновые фронты, 7 – ПЗС-камера, 8 – ПК

Эксперимент

На рис. 2 приведены карты двух участков поверхности, полученные из отдельных интерферограмм при различных коэффициентах увеличения оптической системы [2].

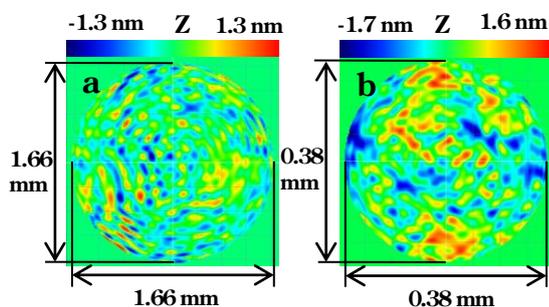


Рис. 2. Восстановленные по интерферограммам участки поверхности зеркала. (a) – коэффициент увеличения 2.8, (b) – коэффициент увеличения 12.5

На рисунке 3 приведены спектральные кривые (PSD – Power Spectral Density) шероховатости подложки, измеренные методами ИДВС и АСМ. Две кривые, лежащие в диапазоне пространственных частот $0.0017\text{--}0.1\text{ мкм}^{-1}$ получены ИДВС по квадратному участку поверхности со стороной 1.17 мм при коэффициенте увеличения оптической системы 2.8. Они представляют собой усреднённые по строкам и по столбцам одномерные PSD-функции в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Совпадение эффективных шероховатостей в двух направлениях говорит об изотропном характере шероховатостей поверхности. Аналогично, PSD в диапазоне $0.0075\text{--}0.51\text{ мкм}^{-1}$ получены ИДВС по участку размером 0.268 мм, коэффициент увеличения 12.5. Более высокочастотные одномерные PSD получены АСМ по квадратным кадрам со стороной 60, 40 и 2 мкм.

Фазосдвигающий интерферометр

Карты поверхности, приведенные на рис. 2, получены аппроксимацией деформаций фазового фронта набором полиномов Цернике. Использование этих базисных функций для анализа деформаций оптических поверхностей является общепринятой практикой, в то же время этот подход обладает существенными недостатками [3], ограничивающими возможности метода. Для наблюдения высокочастотной части MFSR необходимо отказаться от аппроксимации фазового фронта и работать с растровой картой. Шумовые факторы, возникающие в

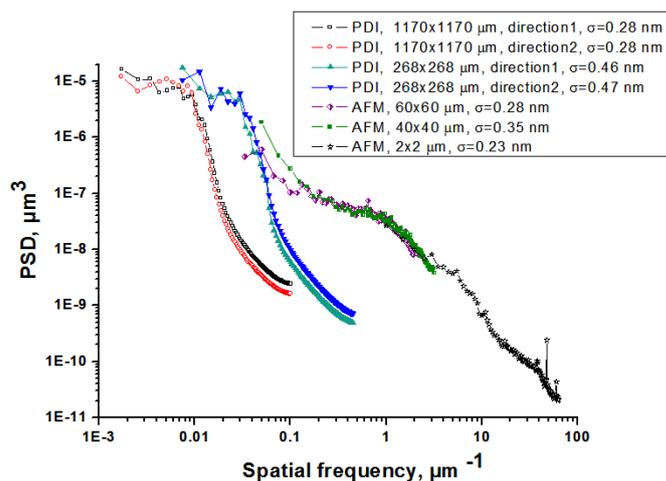


Рис. 3. PSD-функции сферического зеркала радиуса кривизны 100 мм. Эффективная шероховатость по ИДВС в диапазоне $0.0017\text{--}0.05\text{ мкм}^{-1}$ составляет 0.8 нм, по АСМ в диапазоне $0.05\text{--}70\text{ мкм}^{-1}$ составляет 0.5 нм

процессе измерения, при таком подходе обязательно должны быть учтены. На основе численного моделирования сформулированы следующие требования к фазосдвигающему интерферометру, необходимые для достижения ангстремного разрешения по высоте рельефа:

- 1) относительные флуктуации интенсивности лазера между кадрами не должны превышать 0.001;
- 2) флуктуации оптического пути рабочего фронта не должны превышать 0.0001λ ;
- 3) RMS шума каждого пикселя матрицы должен быть менее 0.005 от его среднего значения.

Заключение

Расчёт показал, что ИДВС может являться инструментом для определения шероховатостей вплоть до рабочего диапазона АСМ. Эксперимент продемонстрировал возможность измерения спектров MFSR в диапазоне $10^{-3}\text{--}5\cdot 10^{-2}\text{ мкм}^{-1}$. Наблюдение всего диапазона MFSR возможно в фазосдвигающем режиме.

Литература

1. N.I. Chkhalo, *et al.* // Opt. Express, V. 22, 20094-20106 (2014).
2. M.V. Svechnikov, *et al.* // Opt. Lett., V. 40, 159-162 (2015).
3. M.V. Svechnikov, *et al.* // Opt. Express, V. 23, 14677-14694 (2015).

Очистка многослойных Mo/Si-зеркал пучками ионов водорода

Д.С. Сидоров^{1*}, М.Н. Торопов¹, М.С. Михайленко¹, М.В. Зорина¹, Д.Е. Парьев¹

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

*dmitrisidoroff@rambler.ru

При эксплуатации оптических элементов вакуумных приборов и технологического оборудования на поверхности образуются загрязняющие покрытия в результате декомпозиции углеводородов и эрозии (нагрев, плазма, лазерное излучение, электронные пучки и др.) рабочих элементов. Методы очистки химикатами, атомами водорода и плазменным разрядом повреждают поверхности и конструкционные материалы оптических элементов и приборов. В этой работе задача будет решаться за счет коллимированных ускоренных пучков ионов водорода.

Введение

В настоящее время проекционная нанолитография экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазона на длине волны 13.5 нм считается наиболее перспективной для создания современных интегральных полупроводниковых схем с размером элементов менее 22 нм. Выбор этого диапазона обусловлен как наличием в этой области Mo/Si-многослойных зеркал с коэффициентом отражения на уровне 70%, так и эффективных лазерно-плазменных источников (ЛПИ) ЭУФ-излучения, которые работают на основе рекомбинации горячих ионов Sn. Осаждение продуктов эрозии мишени ЛПИ на оптических элементах нанолитографа, прежде всего на зеркале коллектора, приводит к понижению пропускной способности системы. Кроме того, высокоэнергичные кванты ЭУФ-излучения способны разложить

ем углеродной плёнки, что тоже приводит к ухудшению оптических свойств системы.

Эксперимент

В данной работе разрабатывается технология очистки поверхностей с шероховатостью порядка 0.2-0.3 нм, сохраняющая шероховатость на том же уровне и не меняющая её химический состав. В качестве лабораторного стенда используется вакуумная камера с подключённой к ней ионной пушкой. Ионизация атомов происходит путём их взаимодействия с электронами, находящимися в магнитном поле, полученными в результате термоэлектронной эмиссии. Использование диафрагм обеспечивает равномерность потока ионов на уровне 1-2% по поверхности зеркала.

Неинвазивность такого процесса обеспечивается использованием лёгкого газа - водорода, а ионные пучки, в свою очередь, позволят проводить про-

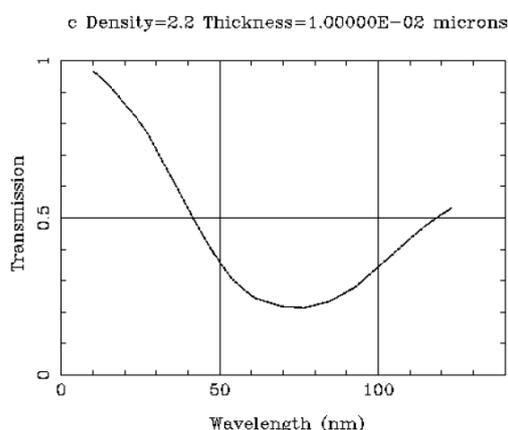


Рис. 1. Пропускная способность 10нм углеродной плёнки

сложные углеводородные соединения, осевшие на поверхности зеркала с последующим образова-

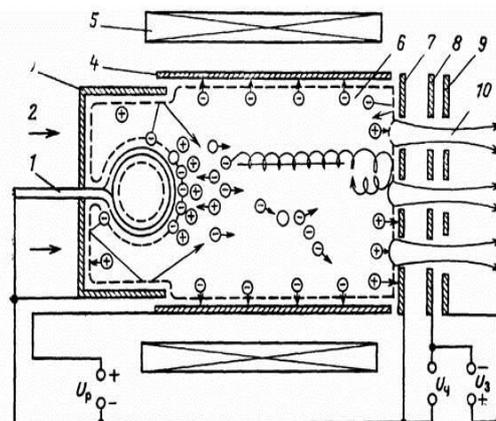


Рис. 2. Принципиальная схема ионной пушки с термокатодом. 1 - термокатод; 2 - подача газа; 3 - защита; 4 - анод; 5 - электромагнит; 6 - вакуумная камера; 7, 8, 9 - ускоряющие и формирующие ионный пучок сетки; 10 - ионный пучок

странственную селекцию очистки оптических элементов, не прерывая процесса работы установки (производства микросхем) и не повышая базового давления водорода в вакуумных установках, что имеет принципиальное значение, так как не вводит дополнительных требований к конструкционным материалам вакуумных установок.

Основным механизмом очистки предполагаются химические реакции с выделением летучих соединений $\text{Sn}+4\text{H}\rightarrow\text{SnH}_4\uparrow$ и $\text{C}+4\text{H}\rightarrow\text{CH}_4\uparrow$. В качестве исследуемых образцов используются кремниевые пластины и многослойные Mo/Si-зеркала с напылёнными на них углеродными и оловянными плёнками контролируемой толщины.

Способы очистки поверхности бериллиевых изделий от бериллийсодержащей пыли

**В.С. Сизенев, Л.С. Гитарский, А.В. Мильков, И.А. Гвоздков,
Д.С. Казаков, А.И. Вдовин***

ОАО «Композит», ул. Пионерская, 4, г. Королев, 141070.

*beryllium@kompozit-mv.ru

Опробованы различные способы очистки бериллиевых изделий от бериллийсодержащей пыли (с применением ультразвука, поверхностно-активного вещества и механической очистки щетками) и определены концентрации загрязнений на поверхности колориметрическим методом. Установлено, что комплексная очистка в ультразвуковой ванне с многостадийным полосканием обеспечивает наилучший результат.

Введение

Бериллий – материал, обладающий уникальным комплексом свойств, среди которых низкая плотность, высокий модуль упругости и высокая рентгеновская прозрачность. Благодаря низкому коэффициенту ослабления рентгеновского излучения, который в 17 раз ниже по сравнению с алюминием, бериллий применяется в изделиях рентгеновской оптики: входные и выходные вакуум-плотные рентгеновские окна, окна детекторов излучения, ионопроводы.

В связи с высокой токсичностью бериллия к изделиям предъявляется требование по допустимому содержанию свободных частиц бериллия на поверхности – 30 мкг/м². Для обеспечения данного требования была разработана технология ультразвуковой очистки окончательно обработанных изделий, которая обеспечивает снижение удаляемых бериллийсодержащих загрязнений до требуемого уровня для деталей после различных технологических операций.

Методика эксперимента

Способы очистки поверхности бериллиевых изделий от бериллийсодержащей пыли отработывали на макетных образцах с различной шероховатостью поверхности.

Измерение шероховатости поверхности образцов после различных технологических операций проводилось на профилометре Mann Surf M400. Исследование микроструктуры поверхности до и после очистки выполнено на металлографическом микроскопе «Неофот-21», на растровом электронном микроскопе Phenom ProX и на лазерном конфокальном микроскопе OLYMPUS LEXT OLS4100.

Опробовали несколько режимов ультразвуковой очистки в ванне с дистиллированной водой с применением нагрева ванны, с применением и без применения ПАВ, с промывкой в дистиллированной воде с барботажем и с механической очисткой щетками и ватой. После очистки изделия просушивались в потоке горячего воздуха и брались смывы с поверхности для проведения анализа загрязнений.

Смывы брались ватными тампонами с поверхности 1 дм² с последующим вымачиванием тампонов (фильтров) в 5% водном растворе HCl. Содержание бериллия в смывах поверхности определялось колориметрическим методом по реакции с хлорфосфоназо Р на фотоколориметре ПЭ-5300В.

Результаты и обсуждение

Вид поверхности после различных технологических операций представлен на рисунке 1. Вырезка образцов выполнена электроискровой резкой (ЭИР), что обеспечивает высокую точность и малые потери металла. Поверхностный слой после вырезки покрыт материалами проволоки, используемой в ЭИР-процессе (рисунок 1а), и имеет трещины, проникающие в приповерхностный слой зерен (рисунок 2). Для удаления дефектного слоя и следов ЭИР образцы подвергались химическому травлению и химическому полированию. Поверхность после химического травления и химического полирования развита, имеет следы растратов и большое количество частиц загрязнений (рисунок 1б, рисунок 3). После ультразвуковой очистки количество частиц загрязнений существенно снижается.

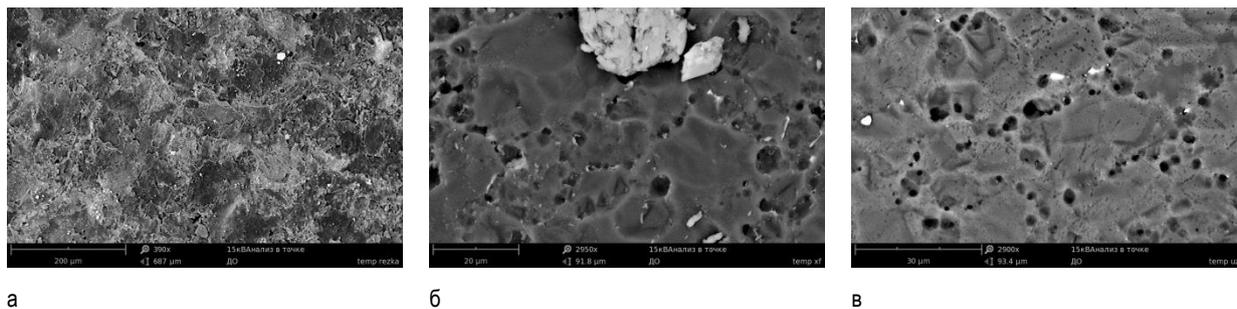


Рис. 1. Поверхность после различных технологических операций: а – резка ЭИР, б – химическое травление, в – ультразвуковая очистка

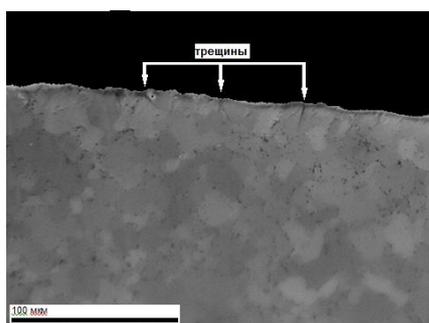


Рис. 2. Трещины в поверхностном слое бериллия, образованные ЭИР-резкой

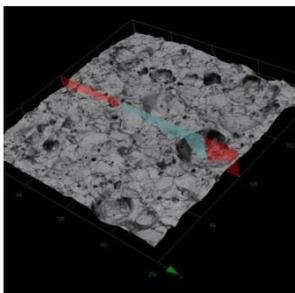


Рис. 3. Микрорельеф поверхности образца после химического травления

Опробованы различные режимы очистки поверхности бериллиевых изделий на образцах с различной шероховатостью. Результаты измерения шероховатости поверхности после различных технологических операций приведены в таблице 1.

Таблица 1. Значения шероховатости после различных технологических операций.

Операция	Шероховатость Ra, мкм
ЭИР	2,0 – 2,1
Химическое травление	1,9 – 2,0
Химическое полирование	0,6 – 0,8

Разработаны оптимальные режимы ультразвуковой очистки изделий, которые обеспечивают, во-первых, минимальное содержание удаляемых бериллийсодержащих загрязнений на поверхности, а во-вторых, воспроизводимость результатов очистки в условиях серийного производства бериллиевой продукции.

Управление профилем кривизны дифракционных элементов

В.Н. Трушин^{2*}, В.В. Грибко¹, А.С. Маркелов², Е.В. Чупрунов¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

* trushin@phys.unn.ru

Введение

Одной из задач рентгеновской оптики является создание отражательных элементов для двумерной фокусировки [1] и коллимации рентгеновского излучения. Для того чтобы поверхность таких элементов имела заданный профиль, их подвергают неоднородному изгибу, для этого используют различные способы, например упругую деформацию [2] или термопластический изгиб [3]. Исследуется также возможность создания фокусирующих и коллимирующих оптических систем на основе деформируемых кристаллов и периодических структур с переменным периодом [4]. На результат управления рентгеновским излучением изогнутыми элементами, помимо геометрических искажений, влияет отклонение локальной кривизны изгиба от заданной. В этом случае актуальным является развитие методов адаптивной рентгеновской оптики, позволяющих корректировать сходимость рентгеновских пучков путем управления профилем изгиба кристалла.

Результаты и обсуждение

В данной работе на примере трехслойной структуры подложка-клей-монокристаллическая пластина

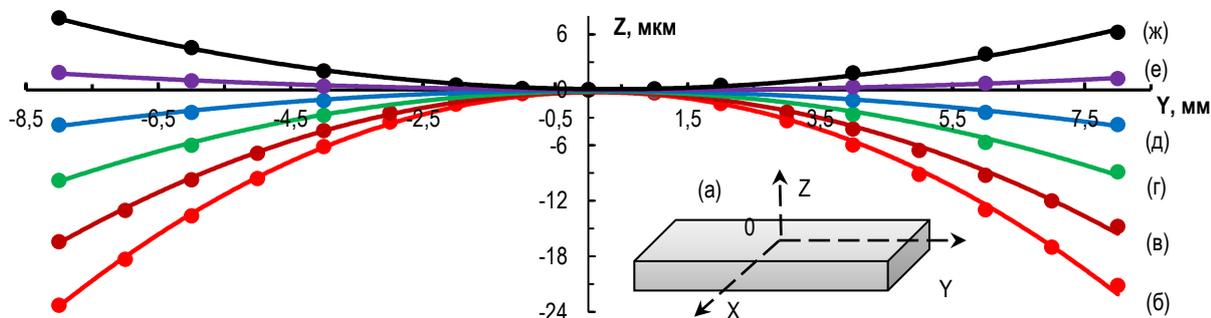


Рис. 1. Зависимость профиля поверхности МП Si (в структуре подложка-клей-монокристаллическая пластина) от температуры её поверхности, где: а – координаты поверхности исследуемого образца, б, в, г, д, е, ж – профили поверхности МП при нагреве её до температуры 25, 34, 42, 50, 59, 70°C, соответственно

(МП), в дальнейшем изгибный модуль (ИМ), экспериментально исследуется температурное изменение профиля МП Si(100) толщиной 430 мкм при приклеивании её к подложке из кварцевого стекла толщиной 180 мкм. В качестве клея использовался фотополимер акрилатной группы ОКМ-2. Данная структура закреплялась на нагреваемой поверхности элемента Пельтье с помощью теплопроводной пасты и силиконового герметика. Эксперимент проводился на дифрактометре D8 Discover (CuK α 1-излучение, размеры фокусного пятна 0.1×10 мм²). До приклеивания МП имела радиус кривизны равный 350 м, после приклеивания её на подложку приобрела параболический профиль с фокусом $F = 2.84$ м и имела отрицательный радиус кривизны $R_{кр} = 15$ м, измеренный в точке $Y = 0$ (рис. 1а). Профиль кривизны МП определялся по смещению КК (400), снимаемых при смещении области засветки на поверхности МП в направлении координаты Y , проходящей через центр МП (рис. 1а).

На рис. 1б,в,г,д,е,ж показано изменение профиля поверхности МП Si при изменении её температуры от 25 до 70°C. Температура на поверхности МП измерялась термопарой ХК с точностью 0.5°C.

Из рисунка видно, что при нагреве структуры ИМ радиус кривизны МП увеличивается, при температуре вблизи 55°C её поверхность становится плоской. При дальнейшем увеличении температуры поверхность снова приобретает параболический профиль с положительным радиусом кривизны $R_{кр} = 48$ м и фокусом параболы $F = 9.11$ м.

Исходная кривизна поверхности МП, образующаяся при приклеивании её на подложку, зависит от усадки клея, упругих параметров составляющих ИМ и их размеров. Исходная кривизна МП также зависит от температуры её приклеивания, изменением которой можно задавать исходную кривизну МП, которую она приобретает при комнатной температуре (темпе-

ратуре проведения эксперимента). Это дает возможность формирования двухосно-изогнутого профиля отражающего элемента [5], в качестве которого могут быть также использованы рентгеновские и оптические зеркала.

Для исследования такой возможности нами проводился расчет изменения профиля поверхности МП при различных температурах затвердевания клея. Модельная структура представляла собой систему со следующими параметрами: подложка – кварцевое стекло размерами $34 \times 18 \times 0.2$ мм³; клей – эпоксидная смола ЭД-6 с размерами слоя $20 \times 12 \times 0.15$ мм³; кристалл – пластина Si с размерами $20 \times 12 \times 0.4$ мм³. Результаты моделирования представлены на рис. 2.

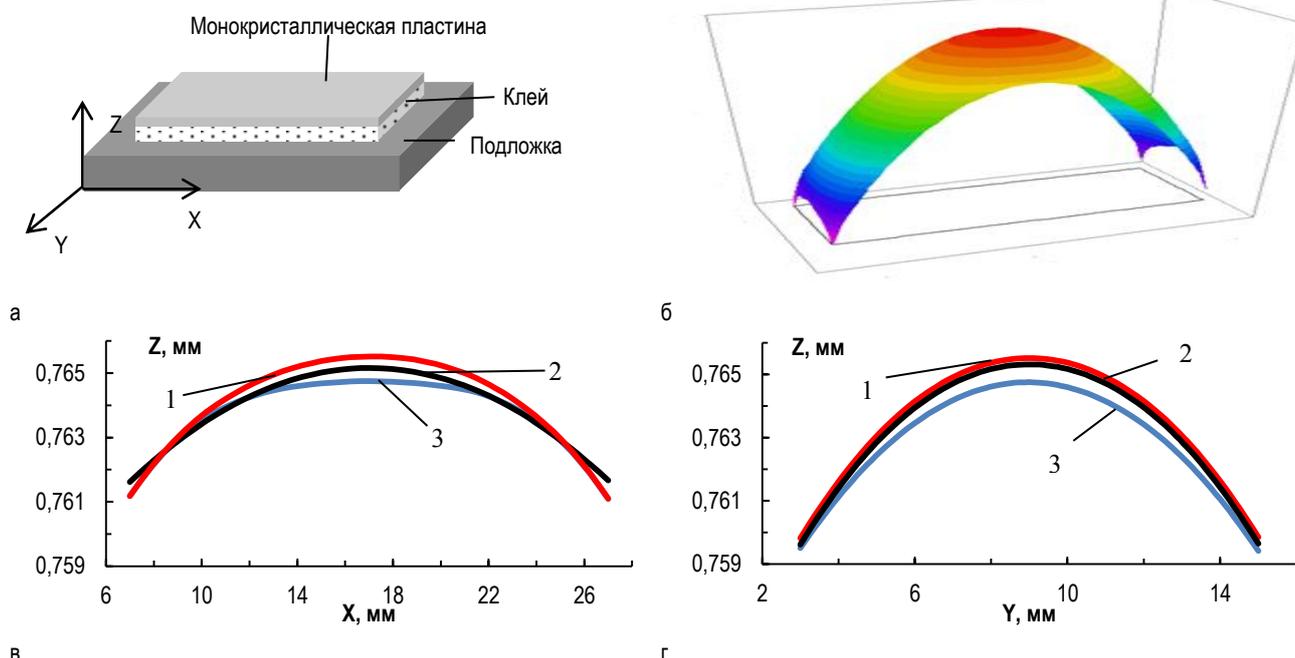


Рис. 2. Модельная структура ИМ. а – схематическое изображение модельной структуры; б – профиль поверхности монокристаллической пластины при температуре приклеивания 27 °С; в, г – сечения профилей поверхности МП вдоль оси X (в) и Y (г) при температурах приклеивания 1 – 35°C, 2 – 27°C, 3 – -15°C

Полученная поверхность МП представляет собой эллиптический параболоид (рис. 1б). Сечения профиля поверхности МП, продемонстрированные на рис. 1в,г, аппроксимируются параболами, при этом кривизна в центре парабол меняется от 30 м при температуре -15°C до 11 м при 35°C в направлении X и от 19 м до 11 м в направлении Y.

Проведенные расчеты показали, что исходный профиль кривизны МП в структуре ИМ и кинетика его изменения зависит от формы подложки, упругих и теплофизических параметров составных частей ИМ и температуры приклеивания МП на подложку, что

дает возможность придавать необходимый профиль МП и интерактивно им управлять.

Литература

1. Чен Т. // Журнал технической физики, 2002, том 72, вып. 7, с. 92–94.
2. Stedman M. // Stanford Linear Accelerator Center. SSRL Report No. 78/04, 1978, P. VII142.
3. Ахсаханян А.Д., Володин Б.А., Клюенков Е.Б и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2000, № 1, с. 172–174.
4. Андреев А.В., А.А. Коновко // Письма в ЖЭТФ, 2001. Т. 74, вып. 1, с. 8–11.

Нестационарное преобразование энергии нейтронов при дифракции на движущейся решетке

А.И. Франк^{1*}, В.А. Бушуев², В.Г. Кулин¹

¹ Лаборатория нейтронной физики имени И.М. Франка, Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Моск. обл., 141980.

² Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

*frank@nf.jinr.ru

В докладе дается краткий обзор работ по изучению и применению нестационарного преобразования нейтронной волны при дифракции нейтронов на движущейся периодической структуре. Работы охватывают период с 1994 по 2016 гг.

Поиск экспериментальных возможностей проверки нестационарного уравнения Шредингера привел в начале девяностых годов прошлого столетия к идее о быстром прерывателе нейтронного пучка периодического действия, трансформирующего монохроматическую плоскую волну в нестационарную суперпозицию волн с дискретным спектром.

Вскоре было осознано, что периодическая структура, двигающаяся поперек монохроматического пучка нейтронов, формирует аналогичный спектр [1]. Тогда же был предложен эксперимент по наблюдению квантовой трансформации спектра нейтронов с помощью гравитационного спектрометра ультрахолодных нейтронов (УХН) с интерферометрами Фабри–Перо [2] (рис. 1). В 2001 г. такой эксперимент был осуществлен [3] (рис. 2). Помимо яркой демонстрации нестационарного воздействия на нейтронную волну и справедливости галилеевского преобразования волновой функции он открыл путь для создания новых методов нейтронного эксперимента.

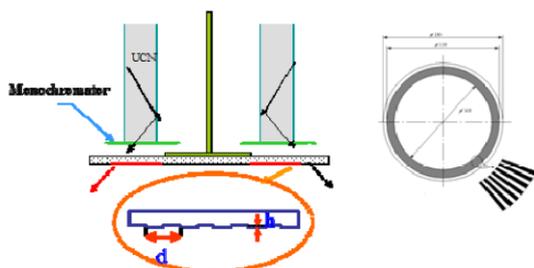


Рис. 1. Принцип первого эксперимента по наблюдению дифракции УХН на движущейся решетке. Фазовая решетка приготовлена на поверхности кремниевого диска, который может вращаться. Справа – геометрия решетки и ориентация штрихов

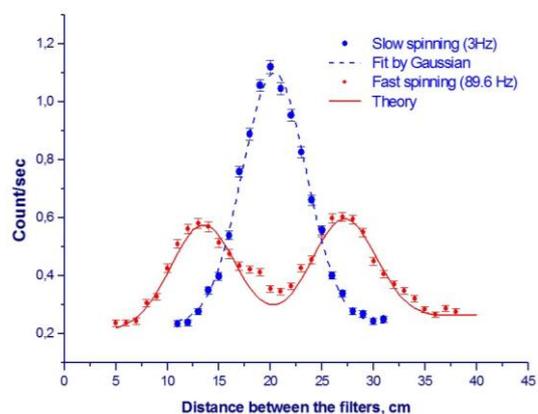


Рис. 2. Первая демонстрация расщепления энергетического спектра УХН при дифракции на движущейся решетке

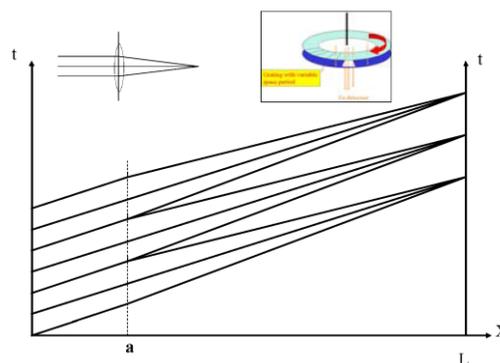


Рис. 3. Координатно-временная схема эксперимента по временной фокусировке нейтронов

Позже появилось понимание, что с помощью аperiodической движущейся структуры можно создать временную нейтронную линзу (рис. 3), являющуюся временным аналогом зонной пластинки Френеля [4]. В эксперименте [5], демонстрирующем такую возможность, использовалась апериро-

дическая вращающаяся решетка, причем нейтроны проходили лишь через небольшой ее фрагмент. Таким образом, эффективная пространственная частота решетки и, соответственно, передача энергии нейтрону менялась во времени. Нейтроны +1-го дифракционного порядка ускорялись, а -1-го – замедлялись (см. рис. 3). Результаты эксперимента иллюстрируются рисунком 4.

Развитие гравитационной спектроскопии состояний с дискретным спектром, возникающих при дифракции на движущейся решетке, привело к идее о возможности осуществления гравитационного эксперимента нового типа [6, 7]. Он был основан на принципе компенсации изменения энергии нейтрона при падении в гравитационном поле Земли квантом энергии, передаваемым нейтрону движущейся решеткой. Величина последнего точно известна. Эксперимент по проверке слабого принципа эквивалентности для нейтрона, основанный на этой идее, был успешно осуществлен [8].

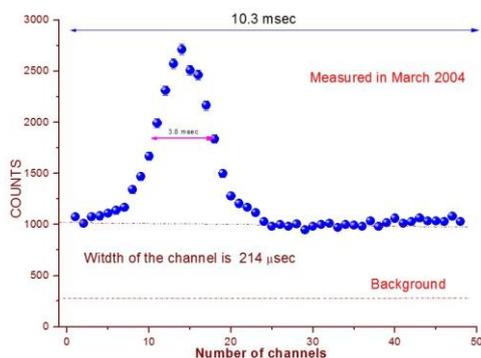


Рис. 4. Пик временной фокусировки – распределение времен пролета нейтронов, построенное на интервале, равном периоду вращения решетки

В настоящее время ведется эксперимент следующего поколения, основанный на сходных идеях [9]. При его осуществлении было осознано, что само квантовое явление дифракции на движущейся решетке (ДДД), положенное в его основу, изучено недостаточно хорошо. Это обстоятельство явилось стимулом для появления новых теоретических результатов [10] и нового метода спектроскопии дискретных спектров при ДДД – время-пролетной фурье-дифрактометрии УХН [11].

Первые спектры такого рода недавно успешно наблюдались [12] (рис. 5).

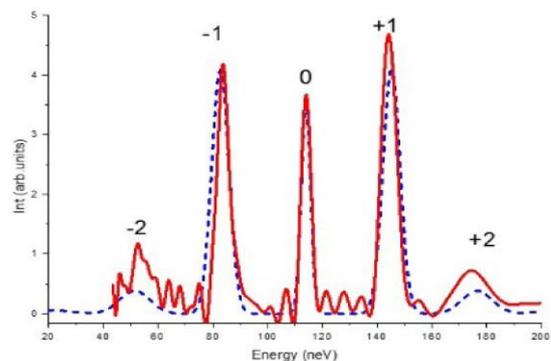


Рис. 5. Энергетический спектр нейтронов, дифрагированных на движущейся решетке, измеренный время-пролетным фурье-дифрактометром. Эксперимент (сплошная кривая) и теория (пунктир)

Уникальная особенность ДДД состоит в том, что величина передачи энергии нейтрону точно известна, а возникающий энергетический спектр строго эквидистантен. Это создает возможность для экспериментов совершенно нового типа [13].

Литература

1. A. I. Frank, V. G. Nosov // *Phys. Lett. A*, V. 188, 120 (1994).
2. I. V. Bondarenko, S. N. Balashov, A. Cimmino, *et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A*, V. 440, 591 (2000).
3. A. I. Frank, S. N. Balashov, I. V. Bondarenko, *et al.* // *Physics Letter A*, V. 311, 6 (2003).
4. А. И. Франк, Р. Гэйлер // *Ядерная Физика*, Т. 63, 605 (2000).
5. S. N. Balashov, I. V. Bondarenko, A. I. Frank, *et al.* // *Physica B*, V. 350, 246 (2004).
6. A. I. Frank, P. Geltenbort, G. V. Kulin and A. N. Strepetov // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 78, 224 (2003).
7. A. I. Frank, S. V. Masalovich, V. G. Nosov // *Proceeding of the ISINN-12 seminar*. JINR E3-2004-169, Dubna, 2004, P. 215.
8. А. И. Франк, П. Гелтенборт, М. Жентшель // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 86, 255 (2007).
9. G. V. Kulin, A. I. Frank, S. V. Goryunov, *et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A*, V. 792, 38 (2015).
10. В. А. Бушуев, А. И. Франк, Г. В. Кулин // *ЖЭТФ*, Т. 149, 41 (2016).
11. G. V. Kulin, A. I. Frank, S. V. Goryunov, *et al.* // *VI European Conference on Neutron Scattering. Book of Abstracts*, P. 675 (2015).
12. G. V. Kulin, A. I. Frank, S. V. Goryunov, *et al.* *Spectroscopy of UCN diffracted by a moving grating* // *Phys. Rev. A* (in print).
13. М. А. Захаров, А. И. Франк, Д. В. Кустов, *et al.* // *VI European Conference on Neutron Scattering, Book of Abstracts*, P. 599 (2015).

Исследования электронных свойств, магнитных структур и атомной динамики с предельным пространственным и энергетическим разрешением

А.И. Чумаков^{1,2}

1 European Synchrotron Radiation Facility, BP220 38043, Grenoble, France.

2 Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт», Москва, 123182.

chumakov@esrf.fr

В докладе рассматриваются возможности использования синхротронного излучения для исследований сверхпроводящих систем, магнитных наноструктур, полупроводниковых систем, измерений и технологии атомарного и нанометрового масштаба с помощью многослойной и кристаллической рентгеновской оптики, используемой на станции ядерного резонансного рассеяния в Европейском центре синхротронного излучения.

Европейский центр синхротронного излучения

Европейский центр синхротронного излучения (ESRF6, Гренобль) предлагает российским учёным возможность проведения исследований в широком диапазоне научных направлений с использованием синхротронного рентгеновского излучения. Инструментарий Центра включает в себя более 30 станций (каналов вывода излучения), специализированных по различным методам исследований. Ежегодно Центр получает около 2000 заявок на проведение экспериментов, принимает около 1500 из них и обслуживает около 5000 исследователей из более чем 20 стран мира. По результатам исследований публикуется в среднем около 2000 статей в год, включая около 300 статей в журналах ранга Nature и Science.

Заявки на проведение экспериментов принимаются от любого исследователя. Заявки подаются через Интернет. Поданные заявки рассматриваются два раза в год, 1 марта и 10 сентября, и оцениваются независимыми от Центра экспертными комиссиями. Критерием отбора является научная значимость исследований. Средний конкурс заявок составляет около двух предложений на один эксперимент.

Работа в Центре не требует оплаты от подающих заявки российских исследователей, так как финансирование Центра осуществляется в рамках правительственных программ стран-участниц, в число

которых входит Россия, и включает в себя оплату всех затрат пользователей, в том числе проживание, питание и проезд.

Станция ядерного резонансного рассеяния

Станция ядерного резонансного рассеяния ID18 [1] Европейского центра синхротронного излучения предназначена для исследований (а) электронных и магнитных свойств вещества и (б) атомной динамики методами ядерного резонансного рассеяния синхротронного излучения.

Первое направление представляет собой сверхтонкую спектроскопию, то есть измерения электронной плотности, электрических и магнитных полей на ядрах образца. Методология исследований близка к мессбауэровской спектроскопии и методу возмущённых угловых корреляций. Получаемая информация включает в себя валентное, спиновое и магнитное состояния вещества, а также релаксационную динамику, структурные и доменные свойства данных состояний.

Второе направление представляет собой фононную спектроскопию. Методически оно близко к неупругому рассеянию нейтронов. Конечным результатом измерений является частотный спектр атомных колебаний, позволяющий определить набор важных динамических и термодинамических свойств веществ, включая теплоёмкость, энтропию, ампли-

туду атомных колебаний, среднюю силовую константу, упругие модули, скорость звука и пр.

Комбинация ядерного резонансного рассеяния и синхротронного излучения позволяет существенно расширить сферу применимости указанных методов. Синхротронное излучение с изначально малым размером пучка и малой угловой расходимостью может быть сфокусировано в пучок размером в несколько микрон, позволяя относительно легко проводить исследования очень малых образцов (например, при высоком давлении) и тонких поверхностных слоёв (включая атомные монослои).

В докладе рассматриваются возможности применения ядерного резонансного рассеяния синхротронного излучения для исследований сверхпроводящих систем, магнитных наноструктур, полупроводниковых материалов, измерений и технологии атомарного и нанометрового масштаба. Некоторые из обсуждаемых примеров приведены ниже в данных тезисах.

Магнитные наноструктуры

Актуальность исследования магнитных наноструктур определяется возможностью их применения к записи информации с экстремальной плотностью. Особое внимание в последнее время вызывают сферические наноструктуры, что в первую очередь вызвано их относительно малой стоимостью и возможностью изготовления в больших количествах. Понимание магнитных свойств наноструктур требует микроскопических методов изучения магнетизма.

Подобные задачи могут относительно легко решаться методами ядерного резонансного рассеяния синхротронного излучения. Примером является исследование сферических наноструктур [2]. Структуры представляли собой массивы плотно упакованных кремниевых сфер диаметром 25 нм и 400 нм. Образцы помещались в высоковакуумную камеру, где на поверхность структур наносилась тонкая плёнка изотопа железа ^{57}Fe и одновременно с напылением проводились измерения временных зависимостей ядерного резонансного рассеяния на этой плёнке. Кроме этого, исследования включали в себя рефлектометрию зеркального отражения и измерения диффузного малоуглового рассеяния [2].

Совокупность полученных данных позволила точно определить морфологию образцов, а также эволю-

цию магнитной структуры плёнки железа по мере её постепенного напыления. Рисунок 1 показывает конфигурацию магнитных моментов плёнки на поверхности наносфер диаметром 400 нм, полученную в результате обработки данных. При толщине плёнки 38 Å магнитные моменты начинают образовывать изолированные вихревые структуры, характеризующиеся преимущественно вертикальной ориентацией магнитных моментов на экваторе и горизонтальной ориентацией на полюсах наносфер. При увеличении толщины плёнки до 42 Å вихревая структура становится доминирующей. Дальнейшее увеличение толщины до 72 Å не приводит к существенным изменениям структуры. Для наносфер диаметром 25 нм вихревая структура не возникает [2].

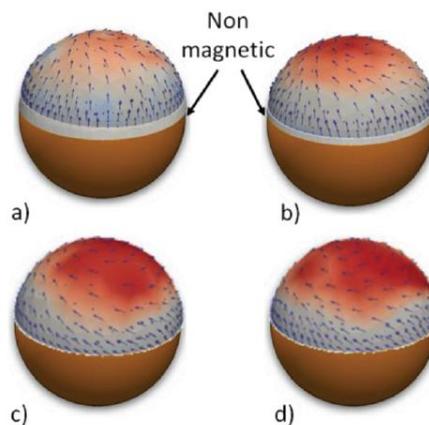


Рис. 1. Структура магнитных моментов пленки железа на наносферах диаметра 400 нм при толщине плёнки (а) 28 Å, (б) 38 Å, (с) 42 Å и (д) 72 Å. Синие стрелки соответствуют вертикальному направлению, а красные – горизонтальному направлению магнитных моментов. Из работы [2].

Полупроводниковые системы

Системы с сильными электронными корреляциями обладают рядом необычных свойств с возможным переходом из металлического в полупроводниковое состояние при изменении температуры или давления. В то время как существование таких переходов воспроизводимо фиксируется различными методами, причины данных явлений всё ещё остаются невыясненными.

Типичным примером таких систем является моносилицид железа FeSi. При комнатной температуре он является металлом, при понижении температуры становится узкощелевым полупроводником с раз-

мером щели порядка 30 мэВ вблизи уровня Ферми. Подобная же трансформация свойств наблюдается и при повышении давления.

Причины данного преобразования электронной системы не ясны. Известно, что изменения электронной системы сопровождаются сильным изменением частотного спектра фононов, что указывает на то, что схлопывание щели с повышением температуры может быть вызвано эффектом «теплового хаоса», то есть влиянием увеличивающейся амплитуды атомных колебаний на электронную систему. С другой стороны, возможно, что преобразование электронных оболочек происходит просто из-за изменения объёма элементарной ячейки при тепловом расширении. Согласно этому сценарию не фоннная система влияет на электронную, а наоборот – электронная система меняется из-за изменения объёма элементарной ячейки и, в свою очередь, приводит к перестройке фоннной системы.

Данный вопрос удалось разрешить с помощью ядерного неупругого рассеяния синхротронного излучения [3]. Измерения фоннных спектров FeSi проводились в широком диапазоне температур и давлений вблизи зоны схлопывания щели электронной системы. Изменение температуры и давления меняет амплитуду атомных колебаний и объём элементарной ячейки разным образом: температура больше влияет на атомные колебания и меньше на объём, в то время как давление, наоборот, больше влияет на объём и меньше на колебания.

Сопоставление результатов, полученных в разных точках диаграммы температура–давление, позволило сравнить фоннные спектры, измеренные в условиях равных амплитуд атомных колебаний, но разных объёмов элементарной ячейки и наоборот, в условиях равных объёмов элементарной ячейки и разных амплитуд атомных колебаний. Сравнение спектров атомных колебаний показало, что они почти идентичны при разных амплитудах атомных колебаний но равных объёмах элементарной ячейки и наоборот, существенно отличаются для разных объёмов элементарной ячейки но равных амплитуд атомных колебаний (рисунок 2). Данное наблюдение ясно и без привлечения какой-либо теоретической модели показывает, что переход полупроводник-металл в FeSi вызван изменением объёма элементарной ячейки вследствие теплового расшире-

ния, и никаким образом не зависит от амплитуды атомных колебаний [3]. В более широком смысле, исследования показали, что как и в подавляющем большинстве случаев, во взаимодействии электронной и фоннной систем FeSi электронная система является определяющей, в то время как фоннная система следует за изменениями электронной системы.

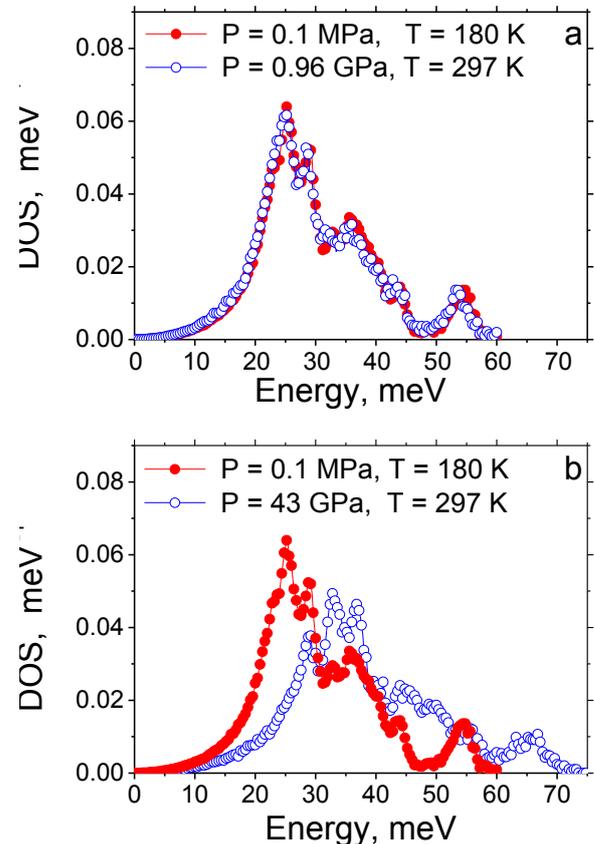


Рис. 2. Фоннные спектры FeSi при (a) при разных амплитудах атомных колебаний, но равных объёмах элементарной ячейки и (b) при разных объёмах элементарной ячейки, но равных амплитудах атомных колебаний. Из работы [3]

Литература

1. R.Rüffer, A.I.Chumakov // *Hyperfine Interaction*, V. 97/98,589 (1996).
2. D.G.Merkel, D.Bessas, Z.Zolnai, R.Rüffer *et al.*// *Nanoscale*, V. 7, 12878(2015).
3. P.P.Parshin, A.I.Chumakov, P.A.Alekseev *et al.*//*Physical Review B*, (2016, accepted for publishing).

Монохроматор рентгеновского излучения с энергетическим разрешением 10 нэВ: физика прибора, применение для синхротронного излучения и эксперименты с излучением рентгеновского лазера на свободных электронах

А.И. Чумаков^{1,2,*}

¹ European Synchrotron Radiation Facility (ESRF), BP220 38043, Grenoble, France.

² Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт», Москва, 123182.

*chumakov@esrf.fr

Рассматриваются физические принципы, позволяющие использовать чисто-магнитное отражение антиферромагнитного кристалла для создания монохроматора с энергетической полосой пропускания около 10 нэВ, использование данного прибора на источниках синхротронного излучения и в экспериментах на рентгеновском лазере на свободных электронах.

Введение

Задача выделения узких (нэВ) компонент γ -излучения из широкого (кэВ) синхротронного спектра решалась несколько десятилетий. Кроме фундаментального значения, задача мотивировалась

возможностью применения мессбауэровской спектроскопии к микронным образцам. Оптимальным решением явилось использование чисто ядерного отражения синхротронного излучения антиферромагнитными кристаллами [1].

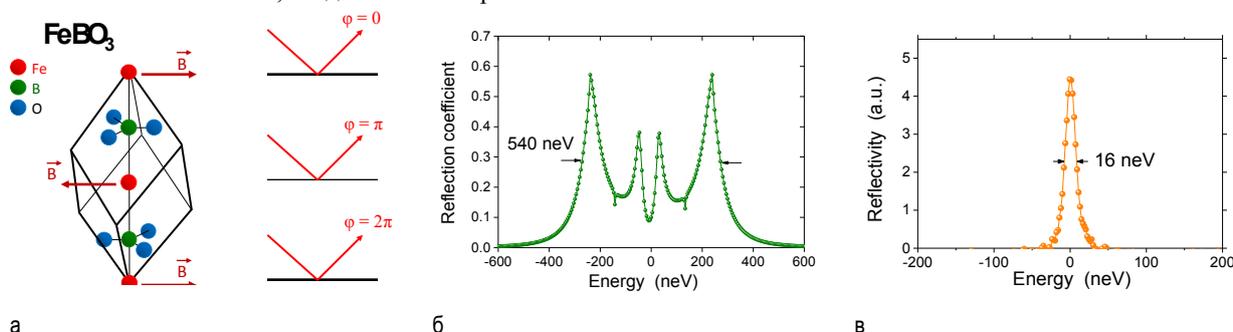


Рис. 1. (а) элементарная ячейка FeBO₃, (б) спектр отражения кристалла при температуре 25°C и (в) при 78°C.

Схема чисто ядерной дифракции показана на рис. 1. Ячейка кристалла FeBO₃ содержит две одинаковые группы атомов, отличающиеся ориентацией кислородного окружения атома бора (рис. 1а). Это вызывает погасание отражения (111), поскольку парциальная волна, отражённая первой группой, гасится волной, отражённой второй группой. Но для узкой части спектра, совпадающей с энергией ядерного резонанса, поглощение снимается, так как магнитные поля на двух ядрах железа направлены в противоположные стороны, что добавляет дополнительный сдвиг фазы $\pi/2$ в амплитуду рассеяния на каждом втором ядре.

Таким образом, кристалл отражает только в узкой полосе спектра шириной ~ 500 нэВ, определяемой магнитным расщеплением ядерного уровня (рис. 1б). При нагревании кристалла к температуре Нееля ($\sim 78^\circ\text{C}$) магнитная структура схлопывается и ширина отражения падает до ~ 10 нэВ (рис. 1в). Применение данного эффекта на станции ядерного резонансного рассеяния [2] в ESRF позволило создать синхротронный мессбауэровский источник [3, 4] и применять мессбауэровскую спектроскопию для микронных образцов, что дало возможность выполнять годовые научные программы в области высокого давления за день.

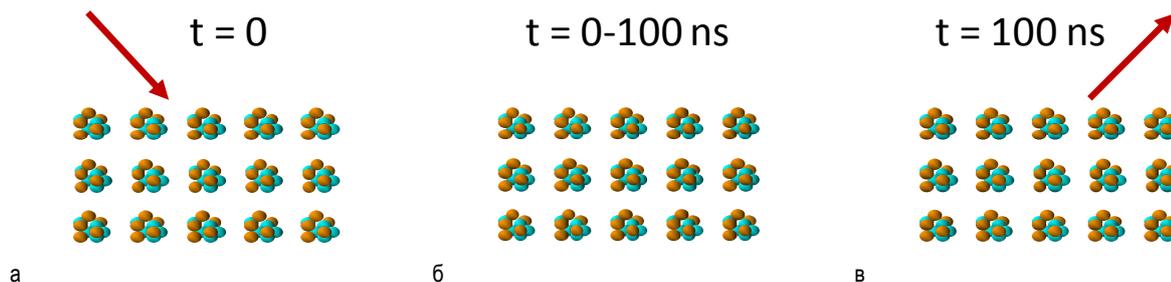


Рис. 2. Задержанный характер ядерной дифракции: (а) квант приходит в момент времени $t = 0$, (б) 100 нс ничего не происходит, (с) вылетающий квант появляется после 100 нс задержки. Вопрос состоит в том, где был квант в течение 100 нс

Задержанная ядерная дифракция

Помимо прикладного значения, понимание чисто ядерной дифракции представляет и физический интерес, поскольку она является уникальным случаем дифракции, задержанной во времени долгим временем жизни возбуждённого состояния ядра.

Суть вопроса показана на рис. 2. В момент времени $t = 0$ на кристалл падает *один* квант излучения под углом Брэгга (рис. 2а). Далее в течение первых ~ 100 нс ничего не происходит (рис. 2б). После этого отсутствующий некоторое время квант вылетает из кристалла в определённом направлении, *всегда* под углом Брэгга (рис. 2в).

Вопрос состоит в том, *где был квант в течение 100 нс*. Энергия кванта достаточна для возбуждения только *одного* ядра, а *направленный* вылет требует взаимодействия со *многими* ядрами.

Многократные возбуждения

Ещё более интересным является вопрос, что будет, если в момент времени $t = 0$ на кристалл падает *много когерентных*, т.е. сфазированных квантов. В экспериментах на лазере на свободных электронах SACLA (Япония) мы наблюдали до 70 одновременных когерентных возбуждений.

Поскольку ядерная дифракция одного кванта требует делокализованного возбуждения по всем участвующим ядрам, то возникает вопрос, могут ли многократные когерентные возбуждения одних и тех же ядер влиять друг на друга. Теория предсказывает, что для когерентных многократных возбуждений распад первого из N возбуждений происходит в N раз быстрее, чем в среднем [5].

Результаты показывают, что такой эффект действительно наблюдается: первое возбуждение распадается быстрее, чем в среднем (рис. 3).

Несмотря на согласие с теорией, анализ показывает, что наблюдаемое явление объясняется не физической дифракцией, а способом выборки сравниваемых событий. Например, легко понять, что распад второго возбуждения *всегда* медленнее первого просто потому, что если второй квант вылетит раньше первого, то он не может быть вторым.

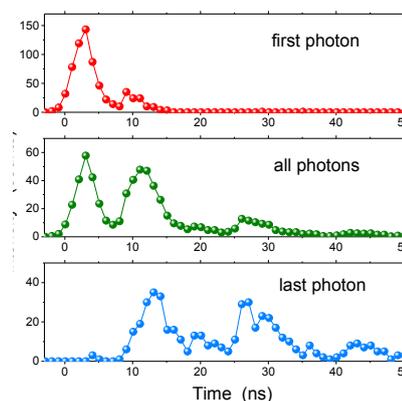


Рис. 3. Временные зависимости вылета первого, всех в среднем и последнего кванта после четырёхкратного возбуждения ядерной системы

Литература

1. Г.В. Смирнов, М.В. Зелепухин, U. van Bürck // Письма в ЖЭТФ, т. 43, 274 (1986).
2. R. Ruffer, A.I. Chumakov // Hyperfine Interaction, V. 97/98, 589 (1996).
3. G.V. Smirnov, U. van Bürck, A.I. Chumakov, *et al.* // Physical Review B, V. 55, 5811 (1997).
4. V. Potapkin, A.I. Chumakov, G.V. Smirnov, *et al.* // Journal of Synchrotron Rad., V. 19, 559 (2012).
5. H.J. Lipkin / In "Multiple Facets of Quantization and Supersymmetry: Michel Marinov Memorial", Edt. M.A. Olshanetsky, A. Vanstein, World Scientific Publishing Co Pte Ltd, p. 128-150 (2002).

Содержание 1 тома

Секция 1

Сверхпроводящие наносистемы

<i>Bobkov A.M., Bobkova I.V.</i> Spin-independent quasiparticle nonequilibrium as a source of long-range spin signal in superconductors	7
<i>Golubev D.S., Pekola J.P.</i> Statistics of heat exchange between two resistors	9
<i>Kopasov A.A., Savinov D.A., Mel'nikov A.S.</i> Crossover between Abrikosov vortex lattice and superconducting droplet state in superconductors with modulated disorder	11
<i>Postolova S.V., Mironov A.Yu., Vinokur V.M., Baturina T.I.</i> Dimensional 3D-2D crossover in thin superconducting films	13
<i>Taurin M., Khaymovich I.M., Meschke M., Mel'nikov A.S., Pekola J.P.</i> Tunable quasiparticle traps in single electron superconducting devices	15
<i>Yerin Y.S., Kiyko A.S., Omelyanchouk A.N., Il'ichev E.</i> Josephson interferometry as a tool for the detection of broken time-reversal symmetry in multi-band superconductors	17
<i>Акзянов Р.Ш., Рахманов А.Л., Рожков А.В.</i> Орбитальные эффекты магнитного поля в топологических сверхпроводниках	19
<i>Артанов А.А., Калашиников К.В., Филиппенко Л.В., де Ланге Г., Кошелец В.П.</i> Туннельные сверхпроводниковые переходы для криогенной системы мультиплексирования	21
<i>Бакурский С.В., Соловьев И.И., Кленов Н.В., Курприянов М.Ю., Голубов А.А.</i> Нуклеация доменов в тонкой сверхпроводящей пленке, входящей в состав слабой связи джозефсоновской 0- π -гетероструктуры	23
<i>Беспалов А.А., Houzet M., Meyer J.S., Nazarov Y.V.</i> Примесные состояния в сверхпроводниках с неоднородностями потенциала спаривания	25
<i>Вадимов В.Л., Мельников А.С.</i> Пиннинг вихрей в киральных сверхпроводниках	27
<i>Вальков В.В., Аксенов С.В., Злотников А.О., Федосеев А.Д., Шустин М.С.</i> Фермионы Майораны и возможности их реализации в конденсированных средах	29
<i>Галин М.А., Елькина А.И., Курин В.В., Клушин А.М.</i> Характеристики излучения многоэлементных джозефсоновских структур	31
<i>Гергель В.П., Денисенко М.В., Линёв А.В., Сатанин А.М.</i> Селективные измерения суперпозиционных состояний кубита джозефсоновским осциллятором	33
<i>Гордеева А.В., Зброжск В.О., Панкратов А.Л., Шампоров В.А., Гунбина А.А., Ревин Л.С., Кузьмин Л.С.</i> Фотонный шум в болометрах на холодных электронах	35
<i>Горьков Л.П., Тейтельбаум Г.Б.</i> Энергетический спектр сверхпроводящих купратов в псевдоцелевой фазе	37
<i>Гребень К.А., Елькина А.И., Юнин П.А., Пестов Е.Е., Клушин А.М.</i> Электрофизические характеристики ультратонких плёнок ниобия	38
<i>Девятков И.А., Бурмистрова А.В.</i> Эффективные гамильтонианы 2D структур с наведенной сверхпроводимостью	40
<i>Демиховский В.Я., Туркевич Р.В.</i> Особенности квазиклассической динамики электронных волновых пакетов в топологических изоляторах	42
<i>Денисенко М.В., Муляев В.О., Сатанин А.М.</i> Генерация запутанных микроволновых фотонов в сверхпроводящих волноводных линиях с встроенными джозефсоновскими осцилляторами	44
<i>Зотова А.Н., Водозазов Д.Ю.</i> Расчет времени роста импульса напряжения в однофотонном сверхпроводящем детекторе в рамках электротермической модели	46
<i>Иванов Б.И., Новиков И.Л., Султанов А.Н., Гринберг Я.С., Кривецкий А.В., Вострецов А.Г., Ильичев Е.В.</i> Двухчастотная спектроскопия сверхпроводникового потокового кубита в квазидисперсионном режиме	48
<i>Ильичев Е.</i> Микроволновой фотонный детектор	50
<i>Калашиников К.В., Артанов А.А., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П.</i> Исследование режимов смешения туннельных сверхпроводниковых структур	52
<i>Кардакова А.И., Шишкин Г.А., Семенов А.В., Рябчун С.А., Бускет Дж., Эон Д., Сасене Б., Клейн Т., Бустаррет Э., Гольцман Г.Н., Клавик Т.М.</i> Релаксация резистивного состояния в легированных бором алмазных пленках	54

Кленов Н.В., Соловьев И.И., Кузнецов А.В., Бакурский С.В., Куприянов М.Ю., Тихонова О.В. Управление состояниями потокового кубита одиночными одноквантовыми импульсами.....	57
Кленов Н.В., Соловьев И.И., Щеголев А.Е., Терешонок М.В. Физические основы создания энергоэффективной сверхпроводниковой элементной базы для реализации нейросетевых алгоритмов.....	59
Клушин А.М., Галин М.И., Левичев М.Ю., Пестов Е.Е., Хоршев С.К., Пашковский А.И., Рогожкина Н.И. Джозефсоновские контакты из высокотемпературных сверхпроводников для эталонов напряжения	61
Костюрина Е.А., Калашиников К.В., Филиппенко Л.В., Кошелец В.П. Разработка топологий тонкопленочных СКВИД-датчиков для сверхчувствительных измерений магнитных полей	64
Кузнецов В.И. Существование сверхпроводящего тока и диссипации в длинной квазиодномерной алюминиевой проволочке	68
Кузьмин Л.С., Чигинев А.В., Матророва Е.А., Соболев А.С. Многочастотная планарная антенна на две поляризации для космической миссии ESA-COrE	69
Куликов К.В., Медведева С.Ю., Давуд Р. и Шукринов Ю.М. Р-р джозефсоновский переход в присутствии локализованных майорановских состояний.....	71
Курин В.В. Поверхностные плазмоны и ЛОФФ-неустойчивость в тонких сверхпроводящих пленках и проволоках	73
Кушнир В.Н. Параметрический и спин-вентильный эффект в структурах Nb/No	75
Лексин П.В., Камашев А.А., Гарифьянов Н.Н., Валидов А.А., Фоминов Я.В., Schumann J., Катаев В., Vüchner V., Гарифуллин И.А. Экспериментальное исследование роли триплетного спаривания в эффекте сверхпроводящего спинового клапана	77
Марычев П.М., Водолазов Д.Ю. Флуктуационный переход в резистивное состояние токонесущих сверхпроводящих проволок конечной длины.....	80
Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. Увеличение критического тока YBCO в структурах $Al_2O_3/CeO_2/YB_2C_3O_{7.8}/CeO_2$	82
Миронов А.Ю., Постолова С.В., Vinokur V.M., Латышев А.В., Батурина Т.И. Динамический переход Мотта металл – изолятор в вихревой решетке наноперфорированных плёнок TiN	84
Миронов С.В., Буздин А.И. Триплетный эффект близости в сверхпроводниковых гетероструктурах, содержащих слой полуметалла (half-metal)	86
Овсянников Г.А., Демидов В.В., Хайдуков Ю.Н., Мустафа Л., Константиян К.И., Калабухов А., Винклер Д. Магнитный эффект близости на границе купратного сверхпроводника с оксидным спиновым клапаном.....	88
Панкратов А.Л., Панкратова Е.В., Шампоров В.А., Мясников А.С. Спектральные свойства цепочек джозефсоновских контактов.....	90
Пентин В.И., Масленников С.Н., Вахтомин Ю.Б., Смирнов К.В., Каурова Н.С., Гольцман Г.Н. Сверхпроводниковый смеситель среднего инфракрасного диапазона на эффекте электронного разогрева в тонкой пленке NbN	92
Пестов Е.Е., Ноздрин Ю.Н., Вдовичев С.Н., Клушин А.М., Гребень К.А., Столяров В.С., Рязанов В.В. Исследование нелинейных свойств SF-структур Nb/CuNi методом ближнепольной СВЧ-микроскопии	95
Приходько К.Е., Гурович Б.А., Дементьева М.М., Комаров Д.А., Кутузов Л.В. Использование ионного облучения для контролируемого изменения толщины тонких сверхпроводящих пленок	97
Приходько К.Е., Дементьева М.М. Изучение эволюции атомного состава в пленках NbN в процессе облучения смешанными ионными пучками	99
Рахмонов И.Р., Родин К.М., Шукринов Ю.М. Фазовая динамика кольцевой системы джозефсоновских переходов.....	101
Рахмонов И.Р., Шукринов Ю.М., Dawood R., Nashaat M. Фазовая динамика сверхпроводящих квантовых устройств с топологически нетривиальными барьерами.....	103
Рахмонов И.Р., Шукринов Ю.М., Атанасова П.Х., Земляная Е.В., Башакин М.В. Вольт-амперные характеристики и электромагнитное излучение в системе длинных джозефсоновских переходов с индуктивной и емкостной связью.....	105
Ревин Л.С., Вакс В.Л., Кошелец В.П., Wang Н.В. Взаимодействие сверхпроводящего ВТСП-генератора как источника фазо-диффузионного поля с газом	107
Ромашкин А.В., Сапожников М.В., Мельников А.С. Связанные топологические состояния в структурах сверхпроводник – ферромагнетик.....	109
Рудаков К.И., Дмитриев Н.П., Барышев А.М., Худченко А.В., Hesper R., de Jong L., Кошелец В.П. Разработка прототипа приёмного элемента ТГц диапазона для телескопа APEX.....	111

<i>Рязанов В.В., Голикова Т.Е., Егоров С.В., Батов И.Е., Бобкова И.В., Бобков А.М.</i> Многотерминальные планарные джозефсоновские структуры	114
<i>Самохвалов А.В.</i> Электродинамика слоистых гибридных SFS-структур в окрестности 0- π -перехода.....	116
<i>Самохвалов А.В., Мельников А.С.</i> Электронная структура и пиннинг вихрей в сверхпроводнике второго рода с мезоскопической полостью.....	118
<i>Селезнев В.А., Дивочий А.В., Вахтомин Ю.Б., Морозов П.В., Васильев Д.Д., Мусеев К.М., Малеванная Е.И., Смирнов К.В.</i> Однофотонный детектор ИК-диапазона на основе сверхпроводящих пленок WSi.....	121
<i>Соловьев И.И., Кленов Н.В., Щеголев А.Е., Бакурский С.В., Куприянов М.Ю.</i> Аналитические выражения для характеристик ПТ СКВИДа с ненулевой индуктивностью	124
<i>Соловьев И.И., Кленов Н.В., Панкратов А.Л., Ильичев Е.В., Кузьмин Л.С.</i> Измерение слабых магнитных полей с помощью рассеяния баллистических флаксонсв	126
<i>Султанов А.Н., Карпов Д.С., Гринберг Я.С., Шевченко С.Н.</i> Исследование микроволнового транспорта в твердотельной гибридной структуре кубит – резонатор	128
<i>Таланов Ю.И., Гимазов И.И., Шапошникова Т.С., Валидов А.А., Adachi T., Noji T., Koike Y.</i> Флуктуации сверхпроводящего параметра порядка в Bi-2212 при $T > T_c$	130
<i>Токман М., Оладышкин И., Wang Y., Белянин А.</i> Нелинейная генерация терагерцевых поверхностных плазмонов в графене и топологических изоляторах лазерным излучением	132
<i>Туркевич Р.В., Демиховский В.Я.</i> Циклотронный резонанс на поверхностных электронах в топологических изоляторах.....	134
<i>Фоминов Я.В., Скворцов М.А.</i> Подщелевые состояния в неупорядоченных сверхпроводниках с сильными магнитными примесями.....	136
<i>Шампоров В.А., Панкратов А.Л., Панкратова Е.В., Шитов С.В.</i> Подавление хаотизации колебаний в параллельной цепочке джозефсоновских контактов с нагрузкой	137
<i>Шукринов Ю.М., Рахмонов И.Р., Буздин А., Vondyopadhaya N.</i> Влияние спин-орбитальной связи на генерацию магнитной прецессии джозефсоновским током	139
<i>Щеголев А.Е., Соловьев И.И., Кленов Н.В.</i> Оптимизация работы адиабатического сдвигового регистра на основе элементарной ячейки – биСКВИДа с пи-контактом	141

Секция 2

Магнитные наноструктуры

<i>Perov N., Semisalova A.S., Orlov A., Gan'shina E.A., Anwand W., Potzger K., Granovsky A.B., Smekhova A.</i> On magnetic properties of Me-doped titanium dioxide (Me=Co, V, Fe, Mn)	147
<i>Saeid S.</i> Influence of the metal-film-deposition temperature and the cover-layer thickness on the properties of the light emitting diode with InGaAs/GaAs quantum wells.....	149
<i>Андреанов Т.А., Ведяев А.В.</i> Спиновый транспорт в латеральной спин-вентильной наноструктуре с учетом спинового эффекта Холла.....	151
<i>Артемов Е.М., Рябинин Н.А., Цикалов В.С., Якимов Л.Е.</i> Фазовый переход «порядок-беспорядок» и его влияние на магнитные свойства в тонких пленках твердых растворов CoPd и CoIr.....	153
<i>Багдинов А.В., Ковалева Н.Н., Пудонин Ф.А., Горбачев А.А., Ступаков О., Шерстнев И.А., Дейнека А., Демихов Е.И.</i> Диамагнетизм nanoостровковых слоёв пермаллоя вблизи перколяционного перехода	155
<i>Барабанов А.Ф., Михеенков А.В., Шварцберг А.В., Валиулин В.Э.</i> Фрустрация и корреляции в двумерной модели Гейзенберга с ближайшими соседями	157
<i>Берзин А.А., Морозов А.И.</i> Существование дальнего порядка в n -компонентных векторных моделях с дефектами типа «случайное локальное поле».....	159
<i>Бизяев Д.А., Бухараев А.А., Кондрашкин Ю.Е., Горев Р.В., Мингалиева Л.В., Миронов В.Л., Нургазизов Н.И., Ханипов Т.Ф.</i> Исследование влияния упругих напряжений на магнитную анизотропию микрочастиц пермаллоя методом ферромагнитного резонанса	161
<i>Вдовичев С.Н., Грибков Б.А., Гусев Н.С., Гусев С.А., Ермолаева О.Е., Rogov В.В., Петров Ю.В., Сапожников М.В., Скороходов Е.В., Фраерман А.А.</i> Аномальный эффект Холла в пленках Co/Pt с перпендикулярной анизотропией и неоднородной намагниченностью	164
<i>Вдовичев С.Н., Гусев С.А., Демидов Е.С., Ноздрин Ю.Н., Пестов Е.Е., Самохвалов А.В., Скороходов Е.В., Фраерман А.А., Юнин П.А.</i> Эффекты близости в гибридных структурах F/Ni-Cu/F и S/Ni-Cu/S	166

<i>Волков Н.В., Смоляков Д.А., Тарасов А.С., Рауцкий М.В., Густайцев А.О., Лукьяненко А.В., Варнаков С.Н., Волочаев М.Н.</i> Гигантские магнитотранспортные эффекты в гибридных структурах на основе кремния.....	168
<i>Высоцкий С.Л., Дудко Г.М., Никитов С.А., Новицкий Н.Н., Сахаров В.К., Стозний А.И., Хивинцев Ю.В., Филимонов Ю.А.</i> Резонансные свойства магнитных периодических структур: резонансы Брэгга, Вуда, Фано	170
<i>Глушков В.В., Лобанова И.И., Иванов В.Ю., Чубова Н.М., Григорьев С.В., Демишев С.В.</i> Эффект Холла и «скрытая» квантовая критичность в $Mn_{1-x}Fe_xSi$	172
<i>Горев Р.В., Скороходов Е.В., Миронов В.Л.</i> Ферромагнитный резонанс в системе взаимодействующих магнитных микрочастиц.....	174
<i>Гусев С.А., Вдовичев С.Н., Гусев Н.С., Дроздов М.Н., Ермолаева О.Л., Петров Ю.В., Сапожников М.В., Татарский Д.А.</i> Влияние ионного облучения на структуру и свойства пленок на основе Со.....	176
<i>Данилов Ю.А., Вихрова О.В., Здоровейцев А.В., Кудрин А.В., Лесников В.П., Нежданов А.В., Павлов С.А., Парафин А.Е., Питиримова Е.А., Планкина С.М., Якубов Р.Р.</i> Формирование однофазных ферромагнитных полупроводников (Ш,Мn)V импульсным лазерным отжигом.....	179
<i>Демидов Е.С., Подольский В.В., Лесников В.П., Карзанов В.В., Тронов А.А., Бударин Л.И.</i> Кремниевый высокотемпературный алмазоподобный ферромагнетик с самоорганизованным сверхрешеточным распределением примеси марганца.....	181
<i>Демишев С.В., Лобанова И.И., Глушков В.В., Случанко Н.Е.</i> Скирмионные решетки и магнитные вихри абрикосовского типа в А-фазе $MnSi$	183
<i>Демишев С.В., Лобанова И.И., Глушков В.В., Иванов В.Ю., Ищенко Т.В., Самарин А.Н., Случанко Н.Е., Григорьев С.В.</i> Нанонеоднородности в парамагнитной фазе моносилицида марганца и твердых растворов на его основе	185
<i>Джунь И.О., Бабайцев Г.В., Чеченин Н.Г.</i> Обменное смещение в структурах $NiFe/IrMn/NiFe$ с различной толщиной слоя $IrMn$	187
<i>Дорохин М.В., Дёмина П.Б., Конаков А.А., Здоровейцев А.В.</i> Спиновая инжекция в светоизлучающих структурах $CoPt/GaAs/InGaAs$. Роль спиновой прецессии.....	189
<i>Дровосеков А.Б., Крейнес Н.М., Савицкий А.О., Кравцов Е.А., Рябухина М.В., Милев М.А., Устинов В.В.</i> Магнитные и резонансные свойства слоистых структур Fe/Gd , $Fe/Cr/Gd$	191
<i>Дюжев Н.А., Юров А.С., Преображенский Р.Ю., Мазуркин Н.С., Чиненков М.Ю.</i> Анизотропные магниторезистивные преобразователи на основе самосовмещенной структуры.....	194
<i>Екомасов А.Е., Степанов С.В., Звездин К.А., Екомасов Е.Г.</i> Динамика и трансформация структуры связанных магнитных вихрей в трехслойных проводящих наностолбиках при совместном воздействии внешнего магнитного поля и поляризованного тока.....	196
<i>Ермолаева О.Л., Гусев Н.С., Миронов В.Л., Скороходов Е.В.</i> Исследования и модификация свойств многослойных пленок $CoPt$ для создания магнитных логических ячеек.....	198
<i>Жакетов В.Д., Никитенко Ю.В., Патрой Д., Кодеску М.М., Патрой Е.А., Манта Е.</i> Нейтронные исследования ММФ/МЖФ нанокомпозитов $Nd_2Fe_{14}B + Fe$	200
<i>Жакетов В.Д., Никитенко Ю.В., Хайдуков Ю.Н., Раду Ф., Петренко А.В., Чик А., Борисов М.М., Мухамеджанов Э.Х., Аксёнов В.Л.</i> Нейтронные исследования криптоферромагнетизма в ферромагнитно-сверхпроводящих слоистых структурах	202
<i>Звездин А.К., Скирдков П.Н., Звездин К.А.</i> Динамика магнитного вихря под действием спин-орбитальных эффектов.....	204
<i>Здоровейцев А.В., Дорохин М.В., Вихрова О.В., Демина П.Б., Кудрин А.В., Темиряев А.Г., Темиряева М.П.</i> Магнитнезависимые спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур $In(Ga)As/GaAs$ и ферромагнитного инжектора $CoPt$	206
<i>Караитин Е.А.</i> Магнитоэлектрический эффект в неколлинеарных магнитных системах.....	208
<i>Караитин Е.А., Фраерман А.А.</i> Влияние электрического поля на ферромагнитный резонанс в плоскостойкой магнитной системе	210
<i>Кац В.Н., Linnik T.L., Саласюк А.С., Rushforth A.W., Wang M., Wadley P., Akimov A.V., Cavill S.A., Holly V., Kalashnikova A.M., Scherbakov A.V.</i> Сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии, вызванное когерентным и некогерентным возмущением решетки в магнитострикционном металле $FeGa$	212
<i>Козлов А.Г., Стеблій М.Е., Самардак А.С., Огнев А.В., Давыденко А.В., Чеботкевич Л.А.</i> Влияние магнитостатического взаимодействия на эффективную анизотропию массивов Со-нанополосок	214

<i>Колмычек И.А., Крутянский В.Л., Maziewski A., Tahir N., Adeyeye A., Мурзина Т.В.</i> Анизотропия магнитооптического отклика двумерных периодических наноструктур на основе пермаллоя	216
<i>Королева А.В., Сухоруков А.В., Гусейнов Д.В., Кудрин А.В., Попков С.А., Деточенко А.П., Ежеский А.А., Конаков А.А., Бурдов В.А., Абросимов Н.В., Rietann H.</i> Исследование гальвано магнитных свойств кремния, легированного висмутом	218
<i>Кудрин А.В., Дорохин М.В., Дёмина П.Б., Малышева Е.И., Родионова В.В., Беляев В.К.</i> Особенности магнитных свойств слоев GaMnSb со второй ферромагнитной фазой.....	221
<i>Кулипанов Г.Н., Винокуров Н.А., Гетманов Я.В., Князев Б.А., Колобанов Е.И., Кубарев В.В., Попик В.М., Саликова Т.В., Середняков С.С., Скринский А.Н., Тарарышкин С.В., Трибендис А.Г., Шевченко О.А., Щеглов М.А.</i> Лазеры на свободных электронах для нанозфизики и нанозлектроники.....	223
<i>Ляпилин И.И., Окорокоев М.С., Бебенин Н.Г.</i> Динамическая генерация спин-волнового тока	227
<i>Малышева Е.И., Дорохин М.В., Здороейцев А.В., Веде М.В.</i> Туннелирование и инжекция в ферромагнитных структурах InGaAs/GaAs/(A3,Mn)B5 и InGaAs/n+-GaAs/(A3,Mn)B5	229
<i>Михайлов Г.М., Фомин Л.А., Черных А.В.</i> Токовые эффекты в анизотропном магнитосопротивлении метаматериалов из ферро- и антиферромагнитных металлов	232
<i>Михайловский Р.В.</i> Терагерцевая спектроскопия сверхбыстрой магнитной динамики.....	234
<i>Овчинников С.Г., Варнаков С.Н., Лященко С.А., Тарасов И.А., Яковлев И.А., Жарков С.М., Великанов Д.А., Жандун В.С., Замкова Н.Г., Сандалов И.С.</i> Наноструктуры «ферромагнитный металл / полупроводник» на основе силицидов железа	236
<i>Патрин Г.С., Турпанов И.А., Юшков В.И., Кобяков А.В., Патрин К.Г., Юркин Г.Ю., Косырев Н.Н., Кисленко С.А.</i> Синтез и магнитные свойства трехслойных пленок CoNi/Si/FeNi	238
<i>Патрин Г.С., Яриков С.А., Яковчук В.Ю., Патрин К.Г., Плеханов В.Г.</i> Исследование межслоевых взаимодействий в пленках FeNi/Bi/FeNi методом магнитного резонанса	240
<i>Перов А.А., Морозова Е.А., Золина Е.С.</i> Высокочастотная проводимость и магнитооптические эффекты Керра и Фарадея в 2D электронном газе поверхностной сверхрешетки в сильном перпендикулярном магнитном поле	243
<i>Перов А.А., Рудьков А.С.</i> Магнитооптический эффект Керра и индуцированная спиновая поляризация состояний в 2DEG – поверхностной сверхрешетке в перпендикулярном магнитном поле.....	245
<i>Пятаков А.П., Белотелов В.И., Сергеев А.С., Николаева Е.П., Пятакова З.А., Николаев А.В., Косых Т.Б., Звездин А.К.</i> Микромагнетизм в магнитоэлектрических материалах и мультиферроиках	247
<i>Рожанский И.В., Крайнов И.В., Аверкиев Н.С.</i> Резонансное косвенное обменное взаимодействие	249
<i>Рыков А.В., Дорохин М.В., Малышева Е.И., Демина П.Б., Здороейцев А.В.</i> Люминесценция спиновых светодиодов с ферромагнитным инжектором CoPt.....	251
<i>Сапожников М.В., Вдовичев С.Н., Ермолаева О.Л., Гусев Н.С., Гусев С.А., Петров Ю.В., Горев Р.В., Фраерман А.А.</i> Двумерные магнитные наноструктуры с перпендикулярной анизотропией	253
<i>Скирдков П.Н., Тихомирова К.А., Звездин К.А.</i> Индуцированная спиновым током динамика доменной границы в нанопроводе с перпендикулярной магнитной анизотропией.....	255
<i>Скорородов Е.В., Миронов В.Л., Горев Р.В., Вдовичев С.Н., Якупов Р.В., Демидов Е.С., Хивинцев Ю.В., Филимонов Ю.А.</i> Исследование спин-волновых резонансов в прямоугольных микрополосках	257
<i>Скорородов С.В., Ермолаева О.Л., Миронов В.Л.</i> Управляемый пиннинг доменной стенки в ферромагнитной нанопроволоке магнитными полями четырех наночастиц.....	259
<i>Стреблий М.Е., Колесников А.Г., Суковатицина Е.В., Огнев А.В., Самардак А.С., Чеботкевич Л.А., Новосад В.А.</i> Исследование высокочастотных магнитных свойств двуслойных асимметричных нанодисков: эксперимент и моделирование	261
<i>Татарский Д.А., Фраерман А.А.</i> Асимметрия рассеяния нейтронов при малоугловой дифракции на кристалле MnSi	263
<i>Чехов А.Л., Найденов П.Н., Крутянский В.Л., Колмычек И.А., Стогний А.И., Мурзина Т.В.</i> Магнитоплазмонные кристаллы: линейные и нелинейные магнитооптические эффекты.....	265
<i>Шевелев В.О., Климовских И.И., Филянина М.В., Кох К.А., Терещенко О.Е., Владимиров Г.Г., Шикин А.М.</i> Сдвиг уровня Ферми как индикатор спиновых токов, генерируемых циркулярно-поляризованным синхротронным излучением	267
<i>Шелухин Л.А., Павлов В.В., Усачёв П.А., Писарев Р.В., Калашишникова А.М.</i> Сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии в плёнках железо-иттриевого граната.....	269

Секция 4

Зондовая микроскопия: измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

<i>Sukhanova T.E., Vylegzhanina M.E., Gonta A., Petrova V.A., Skorik Yu.A., Kutin A.A., Yakushev P.N., Lupascu T., Bershtein V.A.</i> AFM investigation of chitosan-based composites with immobilized natural bactericides.....	273
<i>Балиж К.С., Пушко С.В., Волков А.А., Карбань О.В.</i> Исследование структурных особенностей мартенситных сталей методом АСМ при деформации.....	275
<i>Бухараев А.А., Бизяев Д.А., Нургазизов Н.И., Чукланов А.П., Ханипов Т.Ф.</i> Изучение с помощью МСМ распределения локальных упругих напряжений, вызванных механической деформацией....	277
<i>Вдовичев С.Н., Вдовин В.Ф., Зенкевич А.В., Климов А.Ю., Мухин А.С., Удалов О.Г.</i> Керметы как функциональный материал: от создания транзисторов до тепловых микроболометров.....	279
<i>Володин А.П.</i> Магниторезонансная микроскопия наноструктур.....	281
<i>Гатин А.К., Гришин М.В., Кирсанкин А.А., Колченко Н.Н., Сарвадий С.Ю., Шуб Б.Р.</i> Структура, электронное строение и некоторые химические свойства наночастиц никеля, нанесенных на подложки различной природы.....	285
<i>Гатин А.К., Гришин М.В., Кирсанкин А.А., Колченко Н.Н., Сарвадий С.Ю., Шуб Б.Р.</i> Влияние переноса заряда на свойства нанесенных наночастиц золота.....	287
<i>Гутаковский А.К.</i> Возможности аналитической высокоразрешающей электронной микроскопии для исследования низкоразмерных гетеросистем.....	289
<i>Дементьев П.А., Лебедев М.В., Львова Т.В., Седова И.В., Соловьев В.А., Иванов С.В.</i> Контроль методами сканирующей зондовой микроскопии качества интерфейсов InSb/InSb при химической предростовой обработке подложки.....	291
<i>Ельцов К.Н., Павлова Т.В., Коваленко С.Л., Андрюшечкин Б.В.</i> СТМ-исследование процессов интеркаляции атомов золота в интерфейс MgTe/Ni(111).....	293
<i>Зотов А.В., Грузнев Д.В., Михалюк А.Н., Матецкий А.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Еремеев С.В., Chou J.P., Hsing C.R., Wei C.M., Саранин А.А.</i> Мозаичная структура двумерного соединения Tl-Bi на Si(111).....	295
<i>Казанцев Д.В., Кузнецов Е.В., Тимофеев С.В., Шелаев А.В., Казанцева Е.А.</i> Безапертурная микроскопия ближнего оптического поля в видимом и среднем ИК-диапазонах.....	297
<i>Королёв С.А., Резник А.Н.</i> Микроволновая микроскопия планарных структур.....	299
<i>Леесмент С.И., Магонов С.Н., Маловичко И.М., Поляков В.В.</i> Применение осцилляционных резонансных и нерезонансных методик для характеристики различных свойств поверхностей в атомно-силовой микроскопии.....	301
<i>Матецкий А.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Грузнев Д.В., Ichinokura S., Hobara R., Takayama A., Hasegawa S., Зотов А.В., Саранин А.А.</i> Сверхпроводимость в одном атомном слое.....	303
<i>Музыченко Д.А., Schouteden K., Van Haesendonck C.</i> Манипуляция единичными атомами Co, имплантированными в подповерхностные слои Ge(111)2×1.....	306
<i>Ногтев Д.С., Кутровская С.В., Кучерик А.О., Шагурина А.Ю., Быков В.А., Леесмент С.И.</i> Использование методов фрактальной геометрии для улучшения качества АСМ-изображений.....	308
<i>Петров А.Б., Бахтизин Р.З., Гоц С.С.</i> Первичные датчики информации АСМ с сенсорами на основе потоков квазичастиц.....	310
<i>Петров Ю.В., Михайловский В.Ю., Вывенко О.Ф.</i> Взаимодействие сфокусированного пучка ионов гелия с веществом в сканирующем ионном гелиевом микроскопе.....	312
<i>Петухов А.Е., Усачёв Д.Ю., Рыбкин А.Г., Шикин А.М.</i> Расширение возможностей детализации локальной атомной структуры наносистем на основе графена и топологических изоляторов методом СЗМ.....	314
<i>Пудиков Д.А., Жижин Е.В., Рыбкин А.Г., Петухов А.Е., Шикин А.М.</i> Низкотемпературный синтез графена на пленке Ni различной толщины: электронная структура, интеркаляция Au, СТМ-измерения.....	316
<i>Путилов А.В., Уставщиков С.С., Ромашкин А.В., Музыкаченко Д.А., Аладышкин А.Ю.</i> Рост ниобий- и молибденсодержащих островковых наноструктур на поверхности Si(111)7×7.....	318
<i>Рыбкина А.А., Рыбкин А.Г., Климовских И.И., Филянина М.В., Петухов А.Е., Вилков О.Ю., Ворошнин В.Ю., Пудиков Д.А., Отроков М.М., Чулков Е.В., Шикин А.М.</i> Индуцированное обменное и спин-орбитальное взаимодействие в графене.....	320

<i>Слуцкий В.Г., Гришин М.В., Харитонов В.А., Кирсанкин А.А., Шуб Б.Р.</i> Влияние электрического потенциала на физико-химические свойства борорганических и платиновых наночастиц.....	322
<i>Состина Д.М., Климовских И.И., Петухов А.Е., Рыбкин А.Г., Терещенко О.Е., Шевелев В.О., Шикин А.М.</i> Формирование гетероперехода 2D/3D топологических изоляторов и особенности электронной, спиновой и атомной структуры системы.....	324
<i>Темиряев А.Г., Божко С.И., Темиряева М.П.</i> Создание острых зондов с помощью сканирующего зондового микроскопа.....	326
<i>Темиряева М.П., Данилов Ю.А., Здорвейцев А.В., Кудрин А.В., Темиряев А.Г.</i> Структурирование магнитных пленок CoPt с помощью АСМ.....	328
<i>Толстихина А.Л., Гайнутдинов Р.В., Белугина Н.В., Овчинникова Г.И.</i> АСМ в исследовании микроволнового воздействия на сегнетоэлектрические среды	330
<i>Уставщиков С.С., Путилов А.В., Ромашкин А.В., Пестов Е.Е., Аладышкин А.Ю.</i> Слоевой рост сверхпроводящего свинца на подложке Si(111) 7×7	332
<i>Федотов Н.И., Зайцев-Зотов С.В.</i> Сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия поверхности топологического изолятора Bi ₂ Se ₃	334
<i>Чайка А.Н., Молодцова О., Бабенков С., Захаров А., Yuran Niu, Марченко Д., Sánchez-Barriga J., Mandal P., Варыхалов А., Locatelli A., Sala A., Onur Menten T., Han-Chun Wu, Murphy B.E., Syrlybekov A., Jing-Jing Wang, Hong-Zhou Zhang, Швец И.В., Tsung-Wei Huang, Ching-Ray Chang, HuaJun Liu, Li Yang, Mohamed Abid, Mourad Abid, Yahya T. Janabi, Молотков С.Н., Аристов В.Ю.</i> Трехслойный графен на низкоиндексной и вицинальной поверхностях SiC(001) ...	336
<i>Чайка А.Н., Lübben O., Cerdá J.I., Швец И.В.</i> Вклад электронной структуры острия и атомов приповерхностных слоев в СТМ-изображения Gd ₃ Si ₅ /Si(111) атомного разрешения.....	338
<i>Чайка А.Н., Ионов А.М., Мягков А.Н., Семенов В.Н., Божко С.И.</i> СТМ-исследования регулярной системы ступеней на вицинальной поверхности Si(557).....	340
<i>Шикин А.М., Рыбкина А.А., Климовских И.И., Филянина М.В., Кох К.А., Терещенко О.Е., Скирдков П.Н., Звездин К.А., Звездин А.К.</i> Спин-поляризованный ток и перпендикулярная к плоскости спиновая поляризация, индуцированные в магнитно-допированном топологическом изоляторе циркулярно-поляризованным синхротронным излучением	342

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

<i>Belyakov V.A.</i> Long-Living Mossbauer Localized Modes	347
<i>Meltchakov E., Delmotte F., Mercier R., de Rossi S., Burcklen C., Dehlinger M., Roulliy M., Jérôme A., Bridou F., Varniere F.</i> Development and characterization of multilayer optics for SR, FEL and space applications in EUV and X-ray range.....	349
<i>Ахсахалян А.А., Ахсахалян А.Д., Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Тертышник А.Д., Торопов М.Н., Чернов В.В.</i> Восстановление профиля поверхности с помощью двухлучевого поляризационного интерферометра.....	350
<i>Ахсахалян А.Д., Малышев И.В., Торопов М.Н., Чхало Н.И.</i> Измерение формы поверхности эллипсоида вращения с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения	352
<i>Булгакова С.А., Седова Д.А., Спирина И.В., Москвичев А.А.</i> Фотохимические свойства иодониевых и сульфониевых солей как фотогенераторов кислоты химически усиленных резистивных композиций.....	354
<i>Бушугев В.А., Франк А.И.</i> Влияние пространственной когерентности нейтронного пучка на дифракцию на движущейся фазовой решетке	356
<i>Вайнер Ю.А., Зорина М.В., Мильков А.В., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Струля И.Л., Чхало Н.И.</i> Шероховатость и рентгенооптические характеристики бериллиевых зеркал	359
<i>Вайнер Ю.А., Зорина М.В., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Струля И.Л., Чурин С.А., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н.</i> Ионная полировка поверхности оптических элементов из плавленного кварца и бериллия.....	361
<i>Вайнер Ю.А., Зуев С.Ю., Парьев Д.Е., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Свечников М.В., Чхало Н.И.</i> Многослойные зеркала Mo/W для солнечной астрономии и проекционной литографии	363
<i>Вишняков Е.А., Кириченко А.С., Рева А.А., Ризванов А.А., Пластинин Ю.А., Кузин С.В.</i> Измерение пропускания многослойных фильтров и калибровка ПЗС-матриц для космических исследований в ВУФ-области спектра.....	366

<i>Вишняков Е.А., Колесников А.О., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н.</i> Спектрометры на основе VLS-решеток и их реализация	368
<i>Горай Л.И., Jark W., Marlowe H.</i> Внеплоскостные ламельные решетки для мягкого и жесткого рентгеновского излучения.....	370
<i>Зорина М.В., Зуев С.Ю., Малышев И.В., Полковников В.Н., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Сидоров Д.С., Торопов М.Н., Чхало Н.И.</i> Двухзеркальный асферический объектив Шварцшильда для стенда ЭУФ нанолитографа.....	373
<i>Зорина М.В., Зуев С.Ю., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н.</i> Повышение эффективности дифракционных решеток за счет полировки поверхности штриха ионно-пучково-вым травлением.....	375
<i>Зуев С.Ю., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н.</i> Термостабильные многослойные композиции для пленочного защитного экрана в установках проекционной ЭУФ-литографии.....	377
<i>Карпов А.В., Пунегов В.И.</i> Рентгеновское отражение от латерально ограниченной многослойной дифракционной решетки.....	379
<i>Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Шмаенок Л.А.</i> Стабильность механических характеристик абсорбционных пленочных фильтров ЭУФ-диапазона в процессе вакуумного отжига.....	382
<i>Малышев И.В., Торопов М.Н., Чхало Н.И.</i> Анализ деформаций высокоточных зеркал в оправках	384
<i>Митрофанов А.В.</i> Тепловой режим тонкопленочных рентгеновских фильтров при больших потоках излучения от Солнца	386
<i>Некипелов С.В., Ломов А.А., Петрова О.В., Шомысов Н.Н., Мингалева А.Е., Сивков В.Н.</i> Рентгеновские и синхротронные исследования пористого кремния	388
<i>Нечай А.Н.</i> Модульная установка для формирования и исследования кластерных пучков инертных газов	390
<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> Распределение сил осцилляторов рентгеновских переходов в области NEXAFS C1s-края поглощения в фуллеритах, MWCNT и HOPG	392
<i>Полковников В.Н., Вайнер Ю.А., Вишняков Е.А., Гайкович П.К., Зуев С.Ю., Салащенко Н.Н., Шапошников Р.А., Свечников М.В., Чхало Н.И.</i> Влияние структурных параметров тонких пленок на свойства аперiodических зеркал Mo/Si.....	395
<i>Полковников В.Н., Вайнер Ю.А., Дроздов М.Н., Зуев С.Ю., Парьев Д.Е., Салащенко Н.Н., Струля И.Л., Шапошников Р.А., Свечников М.В., Чхало Н.И.</i> Многослойные зеркала Al/Be для ЭУФ-диапазона.....	397
<i>Пунегов В.И.</i> Дифракционное отражение пространственно ограниченного рентгеновского пучка от периодических сред.....	399
<i>Рошупкин Д.В., Иржак Д.В., Фирсов А., Фирсов А.</i> Si-дифракционные решетки	401
<i>Рошупкин Д.В., Плотицына О.А., Емелин Е.В., Иржак Д.В., Ortega L., Erko A., Vadilonga S., Zizak I.</i> Дифракция рентгеновского излучения на акустически промодулированных кристаллах семейства лантангаллиевого силиката вблизи краев поглощения Ga и Ta.....	403
<i>Рошупкин Д.В., Плотицына О.А., Иржак Д.В., Бжезинская М., Кононенко О.В., Емелин Е.В., Иржак А.В.</i> Акустостимулированный транспорт носителей заряда в графене.....	405
<i>Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.</i> Состояние дел и перспективы развития многослойной рентгенооптики в ИФМ РАН	407
<i>Свечников М.В., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н., Вайнер Ю.А., Полковников В.Н.</i> Определение параметров многослойных структур по данным рентгеновской рефлектометрии	409
<i>Свечников М.В., Чхало Н.И., Торопов М.Н., Салащенко Н.Н., Зорина М.В.</i> Применение высококогерентной фазосдвигающей интерферометрии с дифракционной волной сравнения для измерения шероховатости	411
<i>Сидоров Д.С., Торопов М.Н., Михайленко М.С., Зорина М.В., Парьев Д.Е.</i> Очистка многослойных Mo/Si-зеркал пучками ионов водорода.....	413
<i>Сизенев В.С., Гитарский Л.С., Мильков А.В., Гвоздков И.А., Казаков Д.С., Вдовин А.И.</i> Способы очистки поверхности бериллиевых изделий от бериллийсодержащей пыли	415
<i>Трушин В.Н., Грибко В.В., Маркелов А.С., Чупрунов Е.В.</i> Управление профилем кривизны дифракционных элементов	417
<i>Франк А.И., Бушуев В.А., Кулин В.Г.</i> Нестационарное преобразование энергии нейтронов при дифракции на движущейся решетке	419

Чумаков А.И. Исследования электронных свойств, магнитных структур и атомной динамики с предельным пространственным и энергетическим разрешением.....	421
Чумаков А.И. Монохроматор рентгеновского излучения с энергетическим разрешением 10 эВ: физика прибора, применение для синхротронного излучения и эксперименты с излучением рентгеновского лазера на свободных электронах	424

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XX Международного симпозиума

Нижний Новгород, 14–18 марта 2016 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. 52,3. Усл. п. л. 54,5. Заказ № 76. 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*

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433-83-25