

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Abstracts of Invited Talks

Многократные андреевские и нормальные отражения в двумерном топологическом изоляторе

С.С. Апостолов¹, А.А. Левченко²

¹*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины*

¹*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина*

²*University of Wisconsin-Madison, Madison, USA*

Ключевой особенностью квантового спинового эффекта Холла является появление бесщелевых краевых состояний, существующих одновременно со щелевыми объемными состояниями. Эти краевые состояния распространяются во взаимно противоположных направлениях и несут противоположные спины, что стало причиной возникновению термина «спиральная электронная жидкость» [1]. За счет симметрии обращения времени спиральные состояния имеют топологическую защиту от упругого обратного рассеяния электрона на немагнитной примеси, тем самым обеспечивая возможность для бездиссипативного транспорта. Это явление было подтверждено экспериментально в гетероструктурах HgTe/HgCdTe и InAs/GaSb. Однако в эксперименте было обнаружено и отклонение от значения универсальной, не зависящей от температуры, проводимости, что привлекло внимание и вызвало множество предложений для возможных механизмов рассеяния, влияющих на идеально баллистический транспорт.

В докладе представлена модель электронного транспорта на краю двумерного топологического изолятора между двумя сверхпроводящими контактами с учетом электрон-примесного рассеяния. На основании эффективного гамильтониана для процесса обратного рассеяния электрона на примеси, который сопровождается возбуждением электрон-дырочной пары, а также спин-орбитального взаимодействия в спиральной электронной жидкости, вычисляются функции распределения и определяются характерные особенности, возникающие как за счет многократных андреевских и нормальных отражений на контактах, так и за счет рассеяния (см. работы [2,3]). На основании полученных результатов можно в эксперименте дифференцировать вклады нормального отражения от сверхпроводящего контакта и от электрон-примесного рассеяния на краю, влияющие на квантовый электронный транспорт в двумерном топологическом изоляторе.

[1] Wu C., Bernevig B. A., Zhang S.-C. Helical Liquid and the Edge of Quantum Spin Hall Systems // *Physical Review Letters*. – 2006. – V. 96. – P. 106401 [4 p.]

[2] S.S. Apostolov, A.A. Levchenko. Nonequilibrium spectroscopy of topological edge liquids // *Physical Review B*. – 2014. – V. 89. – P. 201303(R) [5p.].

[3] С. С. Апостолов. Многократное андреевское отражение в двумерном топологическом изоляторе // *Доповіді НАН України*. – 2015. – № 1. – С. 65-71.

Photonics of dielectric-metal superlattices

D.A. Iakushev¹, N.M. Makarov^{1,2}, F. Pérez-Rodríguez²

¹*A.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics,*

Ukrainian Academy of Sciences,

12 Proskura street, 61085 Kharkov, Ukraine

²*Benemerita Universidad Autonoma de Puebla*

Calle 4 Sur No. 104, Col. Centro, Puebla, Pue. 72000, Mexico

Periodic photonic nanostructures composed of dielectric and metallic components are known as metamaterials with unusual electromagnetic characteristics [1 - 5], which has been earlier observed only in double negative metamaterials, whose effective permittivity and permeability are simultaneously negative. The phenomenon of negative refraction can also be observed in inherently anisotropic dielectric-metal superlattices without negative effective permeability.

We present an analysis of photonic band structures as well as the photonic transport for one-dimensional periodic superlattices with alternating dielectric and metal layers [6 - 8]. The Boltzmann kinetic equation for the distribution function of the conduction electrons is employed to calculate the general material equation: the integral relationship between the electrical current density and the electric field inside the metallic layers. The nonlocality of the material equation relating the electric current density and the electric field inside metal results in the emergence of the fundamental collisionless Landau damping. It is important that it cannot be disregarded, not only when prevailing over ordinary collision damping, but even when these two kinds of electromagnetic absorption are of the same order. Landau damping always exists and drastically alters the photonics of the dielectric-metal arrays within the THz and near-infrared frequency range.

With the use of the transfer matrix technique, the photonic dispersion relation for the dielectric-metal array is obtained in terms of the surface impedances of the metal and dielectric layers. In a dielectric-metal superlattice, there exists a large contrast between the impedances of the dielectric and the metal within the THz and near-infrared frequency range. Because of this, the dispersion relation for the photonic modes has solutions for the Bloch wave number only in very narrow pass bands, which are associated to Fabry-Perot resonances arising in the single dielectric layer. We have found that due to the metal nonlocality, both the magnitude and the sign of the real part of the Bloch wave number disagree with the corresponding predictions of the Drude-Lorentz model, which, being local by definition, cannot describe the metal nonlocality.

Inside each photonic pass band, there is another sequence of the Fabry-Perot oscillations of the transmittance associated with the total length of the bilayer su-

perlattice. The total number of such Fabry–Perot resonances in each pass band equals $N-1$, where N is the total number of the unit cells in the superlattice. We have found that the collisionless Landau damping can be paramount in pure metal slabs, dominating over the ordinary collisional damping. As a result, even relatively weak Landau damping gives rise to a remarkable decrease of the Fabry–Perot resonant peaks and to their broadening, as compared to the predictions made on the basis of the Drude-Lorentz model, which completely ignores Landau damping induced by the nonlocality of metal conductivity.

We acknowledge partial support from the CONACYT (Mexico).

References

- [1] R.A. Shelby, D.R. Smith, S. Schultz, “Experimental verification of a negative index of refraction”, *Science*, Vol. 292, No 5514, 2001.
- [2] J. Zhou, L. Zhang, G. Tuttle, T. Koschny, C.M. Soukoulis, “Negative index materials using simple short wire pairs”, *Phys. Rev. B*, Vol. 73, 041101(R), 2006.
- [3] B. Wood, J.B. Pendry, D.P. Tsai, “Directed subwavelength imaging using a layered metal-dielectric system”, *Phys. Rev. B*, Vol. 74, 115116, 2006.
- [4] V.M. Shalaev, “Optical negative-index metamaterials”, *Nature Photonics*, Vol. 1, 2007.
- [5] J.A. Reyes-Avendaño, U. Algreto-Badillo, P. Halevi, F. Pérez-Rodríguez, “From photonic crystals to metamaterials: the bianisotropic response”, *New J. Phys.*, Vol. 13, 073041, 2011.
- [6] Alejandro Paredes-Juárez, Denis A. Iakushev, Benito Flores-Desirena, Nykolay M. Makarov, and Felipe Pérez-Rodríguez, “Nonlocal effect on optic spectrum of a periodic dielectric-metal stack”, *Optics Express*, Vol. 22, No. 7, 2014.
- [7] Fernando Díaz-Monge, Alejandro Paredes-Juárez, Denis A. Iakushev, Nykolay M. Makarov, and Felipe Pérez-Rodríguez, “THz photonic bands of periodic stacks composed of resonant dielectric and nonlocal metal”, *Optical Materials Express*, Vol. 5, No. 2, 2015.
- [8] A. Paredes-Juárez, D. A. Iakushev, B. Flores-Desirena, N. M. Makarov, and F. Pérez-Rodríguez, “Landau damping of electromagnetic transport via dielectric–metal superlattices”, *Optics Letters*, Vol. 40, No. 15, 2015.

Spin Gating of Mesoscopic Devices

Robert Shekhter

Department of Physics, University of Gothenburg,

SE-412 96 Gothenburg, Sweden

shekhter@physics.gu.se

Inefficient screening of electric fields in nanoconductors makes electric manipulation of electronic transport in nanodevices possible. Accordingly, electrostatic (charge) gating is routinely used to affect and control the Coulomb electrostatics and quantum interference in modern nanodevices. Besides their charge, another (quantum mechanical) property of electrons — their spin — is at the heart of modern spintronics, a term implying that a number of magnetic and electrical properties of small systems are simultaneously harvested for device applications.

In this presentation the possibility to achieve “spin gating” of mesoscopic devices [1], i.e. the possibility of an external spin control of the electronic properties of nanodevices is discussed. Rather than the Coulomb interaction, which is responsible for electric-charge gating, we consider two other mechanisms for spin gating. These are on the one hand the magnetic exchange interaction in magnetic devices and on the other hand the spin-orbit coupling (“Rashba effect”), which is prominent in low dimensional conductors. A number of different phenomena demonstrating the spin gating phenomenon will be discussed, including spin-flip assisted electro- and photo-mechanics [2], “Rashba spin splitting” of single electrons [3] and Cooper pairs [4], and spin-gating of normal and superconducting weak links .

1. R. I. Shekhter and M. Jonson, Spin gating of mesoscopic devices, arXiv: 1507.05822; Synth. Met. (in press) (2016).
2. S. I. Kulinich, L. Y. Gorelik, A. N. Kalinenko, I. V. Krive, R. I. Shekhter, Y. W. Park, and M. Jonson, Single-electron shuttle based on electron spin, Phys. Rev. Lett. **112**, 117206 (2014).
3. R.I.Shekhter, O.Entin-Wohlman, A.Aharony, Suspended nanowires as a mechanically controlled Rashba spin splitters, Phys. Rev. Lett. **111**, 176602 (2013);
4. R. I. Shekhter, O. Entin-Wohlman, M. Jonson, and A. Aharony, Rashba splitting of Cooper pairs, Phys. Rev. Lett. **116**, 217001 (2016).

Keywords : spintronics, mesoscopic superconductivity, spin-orbit interaction, magnetic exchange interaction

Spin dynamics of antiferromagnets: a way to terahertz spintronics

B.A Ivanov

Institute of Magnetism, National Academy of Science of Ukraine

Antiferromagnets (AFMs) are interesting from the viewpoint fundamental physics and promising for applications. It is sufficient to note so-called “exchange enhancement” of all their dynamic parameters [1], e.g., soliton critical speed or magnetic resonance frequencies, which are in the range of terahertz. Sigma-model equation is a natural and quite convenient theoretical tool for description of spin dynamics of different AFMs; it is determined by the variation of the Lagrangian for Neel vector only,

$$L = \frac{\hbar}{\gamma H_{ex}} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{2c^2} (\nabla \mathbf{l})^2 \right] - \frac{\hbar}{H_{ex}} \tilde{\mathbf{H}} \cdot (\mathbf{l} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t}) - \tilde{W}(\mathbf{l}),$$

with the magnetization of AFM being the slave variable,

$$\frac{\vec{M}}{M_s} = \frac{1}{\gamma H_{ex}} \left[\vec{l} \times \frac{\partial \vec{l}}{\partial t} \right] + \frac{\tilde{\mathbf{H}} - \vec{l}(\vec{l}, \tilde{\mathbf{H}})}{H_{ex}}.$$

Here M_s is the magnetization of one sublattice, H_{ex} is exchange field of AFM, the effective field $\tilde{\mathbf{H}} = \vec{H} + \vec{H}_D + \dots$ is the sum of external magnetic field \vec{H} , Dzyaloshinskii field \vec{H}_D and some other contribution, e.g., originating from Inverse Faraday Effect. Without external field and for the Dzyaloshinskii – Moriya interaction of the simplest form $w_{DMI} = (\vec{d} \cdot [\vec{m} \times \vec{l}])$ the sigma-model equation have formal Lorentz-invariance (LI) and the spin dynamics of AFMs can be referred as inertial (Newton) dynamics rather than precessional (gyroscopic) dynamics, typical for ferromagnets.

Inertial spin dynamics, including dynamical spin reorientation between two metastable states, can be effectively excited with use of femtosecond laser pulses [2,3]. Similar to ferromagnetic materials, AFMs are affected by spin-torque effects, see for review [4], and can conduct spin current [5]. Dynamics of a biaxial AFM driving by spin-Hall effect is similar to the dynamics of a resistively and capacitively shunted Josephson junction under a current bias. It can be used as a THz nanooscillator working at room temperatures [6]. Spin torque applied to a thin film of uniaxial AFM can create and support stationary dynamics of different AFM solitons such as precessional domain walls, vortices, non-topological antiferromagnetic magnon droplets and topological skyrmions. The presence of LI extremely simplify the analysis of the motion of AFM solitons.

1. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, M.V. Chetkin, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **146**, 417 (1985)

2. A.V. Kimel, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Nat. Phys.* **5**, 727 (2009)
3. D. Afanasiev, B.A. Ivanov, A. Kirilyuk, Th. Rasing, R.V. Pisarev, and A. V. Kimel, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 097401 (2016).
4. E.V. Gomonay, V.M. Loktev, *Low Temp. Phys.* **40**, 17 (2014).
5. H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, F. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 097202 (2014).
6. R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tyberkevych, B.A. Ivanov and A. Slavin, Anti-ferromagnetic THz-frequency Josephson-like Oscillator Driven by Spin Current, cond-mat arXiv:1609.09866.

**Optimal Performance
of Magnetically Controlled Spintronic Thermoelectrics**

Zubov Yu.D.

*V.N. Karazin Kharkov National University, Kharkov, Ukraine
Ilinskaya O.A., Krive I.V.*

*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering,
Kharkov, Ukraine*

Thermoelectric efficiency of quantum dot-based thermoelectric with spin-polarized leads is calculated. It is shown that optimal performance of magnetically controlled thermoelectric device is reached in the external magnetic fields μH_e of the order of tunnel coupling Γ of the dot to the leads. We exactly evaluated the figure of merit in our model for symmetric couplings and non-interacting electrons. The influence of dot asymmetry and electron-electron interactions on thermoelectric efficiency is considered. We demonstrated that efficiency at maximal power of our spintronic device can be much better than the corresponding property of thermoelectrics based on tunnel diodes.

Spin-current resonances in a magnetically inhomogeneous 2D conducting system

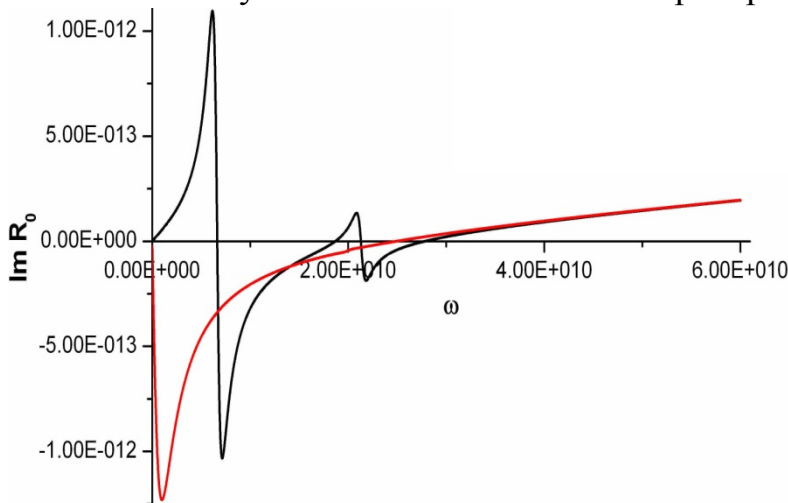
O.V. Charkina, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich,
P.V. Pyshkin, A.V. Yanovsky

*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering,
National Academy of Sciences of Ukraine,
Prospekt Nauky 47, Kharkiv 61103, Ukraine*

The high-frequency transport in a two-dimensional conducting ring having an inhomogeneous collinear magnetic structure has been considered in the hydrodynamic approximation. It is shown that the frequency dependence of the radial electric conductivity of the ring exhibits resonances corresponding to new hybrid oscillations in such systems. The oscillation frequencies are essentially dependent on the applied electric and magnetic fields and the spin condition of the system.

Spin accumulation in conducting nanosystems remains a problem of continuous keen interest [1]. Its dynamic aspect was investigated for the first time in [2]. In a conductor with inhomogeneous magnetic properties a nonequilibrium spin concentration generates forces acting on the spin components of the carriers and exciting coupled spin-current oscillations (we call them a “spin pendulum”). In this study we consider the possibility of spin-current resonances in a two-dimensional conducting ring in a nonquantizing magnetic field. As an example, the above effects are examined in a nondegenerate electron system over the liquid helium surface (ESLH) and in two-dimensional semiconducting heterostructures. Magnetic inhomogeneity of these systems can be induced in various ways, for example, by introducing nonequilibrium concentrations of magnetic impurities, applying spatially inhomogeneous magnetic fields or inhomogeneous electrostatic gate fields commonly used in experiments on heterostructures.

This study is concerned with the transport properties of the mentioned inhomogeneous systems at relatively high frequencies of the external field. It is shown that new resonances can be formed involving the spin degree of freedom. We have discussed the high-frequency transport phenomena in a two-dimensional conducting ring magnetically inhomogeneous in structure.



Resonances have been predicted that are related to new hybrid oscillations in the system, namely, the “spin pendulum” type oscillations interacting with cyclotron type and magnetoplasma oscillations.

For example, we show that the frequency dependence of the electrical resistance of nano-thickness 2D conducting ring of inhomogeneous magnetic properties contains peculiarities that are shown on the picture. “Splashes” of function (black line) correspond to exiting combined “spin-pendulum” and plasma oscillations, its zeroes - combined “spin-pendulum” and cyclotron oscillations. Red line describes the resistance of homogeneous ring, its zero corresponds to cyclotron resonance.

1. Insight: Spintronics *Nature Mater.* **11**, 367–416 (2012); I. Žutić, J. Fabian, and S.D. Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323(2004).
2. R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, P.V. Pyshkin, and A.V. Yanovsky, *Phys. Rev. B* **73**, 153204 (2006).

Quantum acousto-optic transducer for superconducting qubits

Vitaly Shumeiko

Chalmers University of Technology, SE-412 96 Goteborg, Sweden

In the talk, theoretical principles will be outlined for a reversible quantum transducer connecting superconducting qubits and optical photons using surface acoustic wave (SAW) phonons in piezoelectrics. The proposed device consists of an integrated acousto-optic resonator that utilizes nonlinear effect of coherent Stimulated Brillouin Scattering (SBS) for phonon-photon conversion, and piezoelectric effect for coupling phonons and qubits. It is shown that efficient and faithful quantum conversion is possible between the telecom optical photons and GHz acoustic phonons. The device parameters are compatible with the circuit-QED environment and feasible for implementation with the state of the art integrated acousto-optics.

PRA **93**, 023838 (2016)]

Nanoelectromechanical heat engine based on electron-electron interaction

L. Y. Gorelik

*Department of Physics, Chalmers University of Technology,
SE-412 96 Goteborg, Sweden*

We theoretically show that a nanoelectromechanical system can be mechanically actuated by a heat flow through it via electron-electron interaction. In contrast to most known actuation mechanisms in similar systems, this new mechanism does not involve electronic current nor external AC-fields. Instead, the mechanism relies on deflection dependent tunneling rates and a heat flow, which is mediated by electron-electron interaction while electronic current through the device is prohibited by, for instance, a spin-valve effect. Therefore, the system resembles a nanoelectromechanical heat engine. We derive a criterion for the mechanical instability and estimate the amplitude of the resulting self-sustained oscillations. It is also shown that suggested heat engine at certain regime can cool down the mechanical subsystem. Estimations show that the suggested phenomenon can be studied using available experimental techniques.

Plasmon on the surface of the nanotubes with a longitudinal superlattice

A.M. Ermolaev, G.I. Rashba

Physics Department, V.N. Karazin Kharkov National University

alexander.m.ermolaev@univer.kharkov.ua,

georgiy.i.rashba@gmail.com

Collective excitations in metals, semiconductors and plasma in a magnetic field have always been the focus of attention of E. A. Kaner [1]. After classical works in the theory of high-frequency phenomena in metals, he has turned to surface effects in solid-state systems [2-4]. Surface electromagnetic waves in metals in a magnetic field are considered in Ref. [2]. A resonance and cyclotron waves on surface electrons have been studied in Ref. [3]. A collisionless damping of surface plasma waves in a magnetic field has been considered in Ref. [4]. In these works Emanuel Aizikovich and his disciples have provided the basic framework of studying collective excitations in electron systems on curved surfaces. Among them, there are carbon and semiconductor nanotubes.

Modern production methods allow to create not only nanotubes, but also the nanotubes with a superlattice. There exists a radial and longitudinal superlattice with a cylindrical symmetry. Radial superlattice is a set of coaxial cylinders and the longitudinal like a stack of uniaxial concentric rings. Usually it is created by an embedded of the fullerenes inside nanotube. As a result, there arise a narrow minibands of energy spectrum of the longitudinal motion of the electrons on the tube, which are separated, by energy gaps. The investigation of collective excitations in such systems is important problem of nanophysics.

In current time the physical properties of carbon and semiconductor nanotubes are intensively studied. The energy spectrum of electrons on the carbon nanotube is conical, and in the semiconductor (on the base of a gallium arsenide and its derivatives) – parabolic. This report contains the results of the calculation of plasma waves spectrum on the surface of semiconductor nanotubes with a longitudinal superlattice.

In the plasma waves propagation theory on a nanotube the hydrodynamic method [5] and the random phase approximation [6, 7] are usually used. Within the framework of the hydrodynamic approach – Poisson equation for the potential of the plasma wave, the continuity equation, the material equation relating the current density to the electric field are considered by self-consistent manner. Using this system of equations and simple expression for the conductivity, the authors of Ref. [5] the spectrum of intraband and interband plasmons on a tube without a superlattice have obtained. The narrowness of the energy gaps between the minibands means that under the presence of the superlattice is necessary to take into account the interband current due to quantum electron transfer between minibands in the field of an electromagnetic wave. The real and imaginary parts of the electron gas on the semiconductor nanotube surface conductivity due to these transitions were calculated in Ref. [8]. The real part of the con-

ductivity of degenerate electrons determines the boundaries of plasma waves Landau damping [8]. The imaginary part of the conductivity in the dispersion equation for the wave spectrum is included [9]. It has resonance peculiarities near the transition frequency of electrons between minibands [8, 9]. Usually there exists the new branches of the collective excitations spectrum near these frequencies [10]. Taking into account the interband current, we have shown that there exist in the spectrum of plasmons one branch or two branches [9]. In the latter case, one branch describes the optical plasmons due to antiphase oscillations of the electron density in the minibands involved in the transitions. The second branch had the acoustical nature. It is caused by in-phase oscillations of the electrons in the minibands. The relevant branches of the spectrum lie outside the electron-hole continuum, so the plasma waves do not undergo Landau damping.

1. E. A. Kaner, *Izbrannye trudy (Selected works)* (Naukova dumka, Kiev, 1989).
2. E. A. Kaner, N. M. Makarov, *Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 10, 253 (1969).
3. E. A. Kaner, N. M. Makarov, V. L. Fal'ko, V. A. Yampol'skii, *Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 26, 27 (1977).
4. A. A. Gabashvili, E. A. Kaner, V. A. Yampol'skii, *Fiz. Tverd. Tela* 25, 2010 (1983).
5. A. I. Vedernikov, A. O. Govorov, A. V. Chaplik, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 120, 979 (2001).
6. R. Z. Vitlina, L. I. Magarill, A. V. Chaplik, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 133, 906 (2008).
7. A.M. Ermolaev, G.I. Rashba, M.A. Solyanik, *Low Temp. Phys.* 37, 1156 (2011).
8. A.M. Ermolaev, G.I. Rashba, *Physica B* 451, 20 (2014).
9. A.M. Ermolaev, G.I. Rashba, *Solid State Communications* 192, 79 (2014).
10. A.M. Ermolaev, G.I. Rashba, *Handbook of Functional Nanomaterials*. Chap.
11. New-York (USA): Nova Science Publishers 4, 215 (2013).

Критические явления в теориях с высшими производными

В.Ф. Клепиков

*Институт электрофизики и радиационных технологий НАНУ,
ул. Чернышевского, 28, а/я 8812, 61002, Харьков, Украина
Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, 61000, Харьков, Украина*

В последнее время теории поля с высшими производными нередко рассматриваются в различных областях физики. Чаще всего это имеет место в неточечных теориях, для элементарных объектов ненулевой размерности (струны, р-браны и т.п.). По-видимому, введение высших производных необходимо в лагранжианах, описывающих ускоренное расширение (сжатие) Вселенной, как и вообще при исследовании ее «темного сектора», а также в теории солитонов. Кроме того, соответствующий формализм позволяет улучшить свойства сходимости диаграмм Фейнмана, служит эффективным способом регуляризации и приводит также к высшим симметриям типа Ли-Беклунда.

Простейшие лагранжианы с высшими производными неизбежны в теории фазовых превращений несоразмерных структур (НС), как и при спонтанном нарушении консолидированной четности (КЧ) типа поля – координаты. Это подтверждается многочисленными экспериментами в сегнетоэлектриках и магнетиках. Векторные поля параметров порядка в этих системах нередко вырождаются в скалярные. Благодаря этому а также одномерности полевых градиентов нередко удается решить проблему, определяемую дифференциальными уравнениями (ДУ) высших порядков, точно. Цепочка фазовых переходов, происходящих в ходе эволюции НС, содержит в себе дискретный аналог спонтанного нарушения суперсимметрии. Поле параметра порядка в точках такого перехода представляет собой стационарный белл – солитон.

В случае многомерных градиентов набор симметрий ДУ позволяет точно вычислить критические размерности.

Таким образом, суперсимметрия, обычно связываемая с существованием частиц – суперпартнеров в области сверхвысоких энергий, может проявляться и при произвольных энергиях вследствие конкуренции градиентов параметров порядка [1-6].

Модели такого типа также необходимы в связи с переходом материаловедческих исследований и технологий в диапазон наномасштабов, требующим преодоления двух барьеров – физического и технологического.

Работа выполнена при поддержке грантов НАН Украины: №62/16-Н, Целевой комплексной программы по нанофизике и Программы ЦЕРН-ОИЯИ №2-17/2016.

1. Olemskoi, Klepikov – Phys.Rep (2000)
2. Klepikov, et al. – PRB (2001)
3. Klepikov, et al. – PRC (2009)
4. Klepikov, et al. – IJMP(2008)
5. Klepikov, Babich – MPLB(2011)
6. Klepikov, et al. – PRC(2015)

Shubnikov-de Haas oscillations of the anomalous Hall conductivity

V.Yu. Tsaran¹, S.G. Sharapov²

¹*Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg Universität, D-55099
Mainz, Germany*

²*Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of
Science of Ukraine, 14-b Metrologicheskaya Street, Kiev 03680, Ukraine*

Measurements of the Shubnikov-de Haas oscillations of the Hall resistivity provide an additional information on transport phenomena, but normally they are much weaker than the oscillations of the diagonal resistivity. Employing a model of two-dimensional massive Dirac fermions that exhibits anomalous Hall effect, we analytically demonstrate that the amplitude of the Shubnikov-de Haas oscillations of the anomalous Hall conductivity is the same as that of the diagonal conductivity. We argue that the oscillations of the anomalous Hall conductivity can be observed by studying the valley Hall effect in graphene superlattices, the anomalous Hall effect in topological insulators, and the spin Hall effect in the low-buckled Dirac materials.

The text of the presentation is based on our paper [1]. Simultaneous measurements of the magnetic oscillations in both the longitudinal and Hall conductivities provide an important information on the transport phenomena. The diagonal part of the conductivity, σ_{xx} , oscillates as a function of the carrier concentration and/or perpendicular magnetic field (Shubnikov-de Haas effect), which can be described by the formula [2-6]

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left[1 + \gamma f(\omega_c \tau) \frac{\tilde{D}}{D_0} \right], \quad (1)$$

where σ_0 is the conductivity in the absence of magnetic field B , $\omega_c = |eB|/m^*c$ is the cyclotron frequency with m^* being the effective carrier mass and $-e < 0$ being the electron charge, τ is the relaxation time, $f(\omega_c \tau)$ is a smooth function of $\omega_c \tau$, μ is the chemical potential, the numerical factor $\gamma = 2$ for 2D electron gas [4] and $\gamma = 1$ for the Dirac fermions [6]. $D_0(\mu)$ is the density of states (DOS) in the absence of magnetic field and all the oscillations are contained in the oscillatory component of DOS, $\tilde{D} = \tilde{D}(B, \mu)$.

It is not as widely known that the magnetic oscillations can also be observed in the Hall resistivity [5]. The Hall resistivity is not just a monotonic or step-like function of μ and/or B , but also contains the *oscillatory part*. Using the Středa formula [7], one can express the Hall conductivity as [4,5]

$$\sigma_{xy}^H = -\frac{\sigma_0 \omega_c \tau \operatorname{sgn}(eB) \operatorname{sgn} \mu}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left[1 - \frac{g(\omega_c \tau)}{\omega_c^2 \tau^2} \frac{\tilde{D}}{D_0} \right]. \quad (2)$$

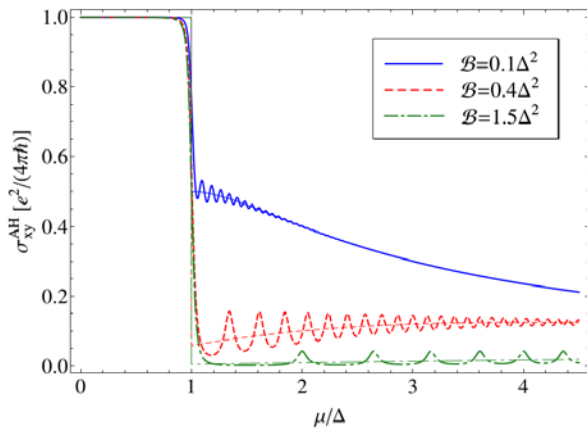
Here $g(\omega_c\tau)$ is a smooth function of $\omega_c\tau$. Unfortunately, it is difficult to measure the Hall resistivity oscillations because at low fields not only they are experimentally weaker than the diagonal resistivity ones, but also since they must be separated from the large linear background. On the other hand, at high fields the long-period oscillations have to be separated from a rapidly varying amplitude of the monotonic background [5].

However, in solids with broken time-reversal symmetry the Hall conductivity is nonzero in the absence of an external magnetic field (*anomalous Hall effect*). It is reasonable to question whether these oscillations would emerge in this anomalous Hall conductivity. We will show that in the Dirac materials *the oscillations of the anomalous Hall conductivity can be as strong as the SdH oscillations of the diagonal conductivity* and they could be observed in either valley or spin Hall effects in the existing Dirac materials.

We study the minimal model for anomalous Hall effect with broken time-reversal symmetry represented by the two-component massive Dirac fermions in the presence of scalar Gaussian disorder. The corresponding Hamiltonian density is

$$\mathcal{H} = v_F \left[\eta \tau_1 \left(\hat{p}_x + \frac{e}{c} A_x \right) + \tau_2 \left(\hat{p}_y + \frac{e}{c} A_y \right) \right] + \Delta \tau_3 - \mu \tau_0, \quad (3)$$

where the Pauli matrices $\boldsymbol{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ and the unit matrix, τ_0 act in the pseudospin space, $\hat{p}_i = -i\hbar\partial_i$ with $i = x, y$ is the momentum operator, and Δ/v_F^2 is the Dirac mass. The index $\eta = \pm$ distinguishes two inequivalent irreducible 2×2 representations of the Dirac algebra in $2+1$ -dimensions that correspond to the two independent valleys in the Brillouin zone of the Dirac materials. The external magnetic field $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = (0, 0, B)$ is applied perpendicular to the plane along the positive z axis.



In Figure we show the anomalous Hall conductivity, $\sigma_{xy}^{AH}(\mu)$ in units of $e^2/(4\pi\hbar)$ versus chemical potential μ in units of Δ for temperature $T = 0$, scattering rate $\Gamma = 0.05\Delta$ and $\eta = -1$. The solid (blue) line is for $\mathcal{B} = 0.1\Delta^2$, $\mathcal{B} = 0.4\Delta^2$ -- the dashed (red), and $\mathcal{B} = 1.5\Delta^2$ -- the dash-dotted (green) line. The thick and thin lines are plotted using exact relation and approximate nonoscillatory kernel, respectively.

Extracting the quantum magnetic oscillations in the low-temperature limit, we arrive at

$$\sigma_{xy}^{AH}(B, \Delta, \mu) = -\frac{e^2}{4\pi\hbar} \frac{\eta\Delta}{|\mu|} \frac{1}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left[1 + \gamma \frac{\tilde{D}}{D} \right], \quad (4)$$

where $|\mu| > |\Delta|$. We find that the structure of Eq. (4) resembles the diagonal conductivity (1) rather than the normal Hall term (2). The oscillating term is not damped by the $1/(\omega_c \tau)^2$ factor and has the same weight as the constant term for all strengths of the magnetic field. Furthermore, the absence of the $\omega_c \tau$ prefactor in Eq. (4) makes possible the observation of the oscillations of the anomalous Hall conductivity even in the low field regime.

The model (3) represents a building block of the full Hamiltonians of graphene and other Dirac materials. The corresponding electrical and spin conductivities can be constructed by making the gap Δ dependent on the valley and spin indices η and σ , respectively, and summing over these degrees of freedom.

The global A/B sublattice asymmetry gap $2\Delta \sim 350K$ can be introduced in graphene [10-13] when it is placed on top of hexagonal boron nitride (G/hBN) and crystallographic axes of graphene and hBN are aligned. For $B=0$ the normal Hall conductivity, $\sigma_{xy}^H = 0$, because of the time-reversal symmetry. The conductivity σ_{xy}^{AH} and already mentioned anomalous part of the diagonal conductivity, σ_{xx}^{AH} , in $\eta = +$ valley has the opposite sign to that in valley $\eta = -$ due to the same symmetry. Although the full Hall conductivity $\sigma_{xy} = 0$ in this case, the nonlocal measurements [10] allowed to observe the charge neutral valley Hall effect. The corresponding current, $j_v = j_{\eta=+} - j_{\eta=-} = \sigma_{xy}^v E$, where the valley Hall conductivity $\sigma_{xy}^v = 4\sigma_{xy}^{AH}$, so that in the studied in [10] regime $|\mu| < |\Delta|$, the value $\sigma_{xy}^v \approx 2e^2/h$. It was also shown in [10] that the nonlocal signal does not disappear in small magnetic fields. We hope that similar measurements can be repeated for $|\mu| \gtrsim |\Delta|$ to observe the oscillations of the valley Hall conductivity. For a finite field the normal Hall term, $\sigma_{xy}^H \neq 0$, but different symmetry properties of $\sigma_{xy}^{AH}(B, \mu)$ and $\sigma_{xy}^H(B, \mu)$ can be used to distinguish these contributions.

The spin Hall conductivity of silicene and other low-buckled Dirac materials [14] can be expressed [8] in terms of the electric Hall conductivity $\sigma_{xy}(\Delta)$ for the two-component Dirac fermions by the relation

$$\sigma_{xy}^{S_z} = -\frac{\hbar}{2e} \sum_{\eta, \sigma=\pm} \sigma \sigma_{xy} (\Delta \rightarrow \Delta_{\eta\sigma}), \quad (5)$$

with the valley and spin dependent gap $\Delta_{\eta\sigma} = \Delta_z - \eta\sigma\Delta_{SO}$. Here Δ_{SO} is the spin-orbit gap caused by a strong intrinsic spin-orbit interaction in the low-buckled Dirac materials. It is a large value of Δ_{SO} , e.g. $\Delta_{SO} \approx 4.2\text{meV}$ in silicene and $\Delta_{SO} \approx 11.8\text{meV}$ in germanene, that makes the quantum spin Hall effect [15,16] experimentally accessible in these materials. The gap $\Delta_z = E_z d$, where $2d$ is the separation between the two sublattices situated in different vertical planes, can be tuned by applying the electric field E_z perpendicular to the plane. This results in the on-site potential difference between the two sublattices resembling the case of graphene on hBN.

Adjusting the value of E_z one can choose the case of the zero sublattice asymmetry gap, $\Delta_z = 0$. Then one finds that the contribution of the normal Hall term, σ_{xy}^H , cancels out and only the anomalous Hall conductivity part, σ_{xy}^{AH} , enters the resulting spin Hall conductivity,

$$\sigma_{xy}^{S_z} (\Delta_z = 0) = \frac{2\hbar}{e} \sigma_{xy}^{AH} (\eta\Delta \rightarrow \Delta_{SO}). \quad (6)$$

Here for finite B and $|\mu| > |\Delta_{SO}|$ the oscillating Hall conductivity is described by Eq. (4). The large value of the spin-orbit gap in silicene and related materials makes plausible observation not only the spin Hall effect, but also *oscillations* of the spin Hall conductivity.

The obtained results clearly illustrate a principal possibility to observe strong SdH oscillations of the anomalous Hall conductivity. We also speculate that the SdH oscillations of the Hall conductivity may also be observed in topological insulators [17]. Furthermore, the obtained results are applicable for doped anomalous Hall systems as well. Although Eq. (4) is not valid in the generic case, one may expect that the oscillations of the anomalous Hall conductivity are described by the following expression $\sigma_{xy}^{AH} \sim 1/(1 + \omega_c^2 \tau^2)[1 + \gamma \tilde{D}(\mu)/D(\mu)]$.

- [1] V.Yu. Tsaran, S.G. Sharapov, Phys. Rev. B **93**, 075430 (2016).
- [2] T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **37**, 1233 (1974).
- [3] T. Ando, A.B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [4] A. Isihara and L. Smrčka, J. Phys. C **19**, 6777 (1986).
- [5] P.T. Coleridge, R. Stoner, and R. Fletcher, Phys. Rev. B **39**, 1120 (1989).
- [6] V.P. Gusynin and S.G. Sharapov, Phys. Rev. B **71**, 125124 (2005).
- [7] L. Smrčka and P. Středa, J. Phys. C **10**, 2153 (1977); P. Středa, J. Phys. C **15**, L717 (1982).

- [8] N.A. Sinitsyn, J.E. Hill, H. Min, J. Sinova, and A.H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **97** 106804 (2006); N.A. Sinitsyn, A.H. MacDonald, T. Jungwirth, V.K. Dugaev, and J. Sinova, Phys. Rev. B **75** 045315 (2007).
- [9] A. Ado, I.A. Dmitriev, P.M. Ostrovsky, and M. Titov, Europhys. Lett. **111**, 37004 (2015).
- [10] R.V. Gorbachev, J.C.W. Song, G.L. Yu, A.V. Kretinin, F. Withers, Y. Cao, A. Mishchenko, I.V. Grigorieva, K.S. Novoselov, L.S. Levitov, and A.K. Geim, Science **346**, 448 (2014).
- [11] B. Hunt, J.D. Sanchez-Yamagishi, A.F. Young, M. Yankowitz, B.J. LeRoy, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Moon, M. Koshino, P. Jarillo-Herrero, and R.C. Ashoori, Science **340**, 1427 (2013).
- [12] C.R. Woods, L. Britnell, A. Eckmann, R.S. Ma, J.C. Lu, H.M. Guo, X. Lin, G.L. Yu, Y. Cao, R.V. Gorbachev, A.V. Kretinin, J. Park, L.A. Ponomarenko, M.I. Katsnelson, Yu.N. Gornostyrev, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. Casiraghi, H.-J. Gao, A.K. Geim, and K. S. Novoselov, Nat. Phys. **10**, 451 (2014).
- [13] Z.-G. Chen, Z. Shi, W. Yang, X. Lu, Y. Lai, H. Yan, F. Wang, G. Zhang, and Z. Li, Nat. Commun. **5**, 4461 (2014).
- [14] C.-C. Liu, W. Feng, and Y. Yao, Phys. Rev. Lett. **107**, 076802 (2011).
- [15] C.L. Kane and E.J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 146802; *ibid.* **95**, 226801 (2005).
- [16] A. Dyrda i and J. Barnas', Phys. Stat. Sol. (RRL) **6**, 340 (2012).
- [17] Y. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 102001 (2013).

Multi-photon transitions and amplification in qubit-resonator systems

^{1,2}S. N. Shevchenko, ¹A. N. Omelyanchouk, ³E. Il'ichev

¹*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, Kharkov, Ukraine*

²*V. Karazin Kharkov National University, Kharkov, Ukraine*

³*Leibnitz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany*

One of the most fundamental physical models is a two-level system, qubit. In order to be probed and controlled this is usually coupled to either classical or quantum resonator [1]. This can be electric LC circuit or the transmission-line resonator. Quantum control of the system is realized via driving, which results in that the qubit can be resonantly excited when the multiple photon energy matches its energy levels. Such multi-photon resonances were studied recently both theoretically and experimentally [2].

The coalesced qubit-resonator system can be described in terms of the dressed states, which in the solid-state realizations is studied within the so-called circuit quantum electrodynamics. We consider particular realization, when the qubit-resonator system is doubly-driven, by a strong pumping signal and a weak probing signal. This can be realized, for example, as the flux qubit and the transmission-line resonator [3]. The qubit experiences the resonant excitations and when the frequency of these transitions matches the weak-signal frequency, the number of photons in the cavity is increased or decreased [4]. This is experimentally observed as either amplification or attenuation of the resonator fundamental-mode signal, which can be referred to as lasing and cooling, respectively [5]. We point out that such systems are useful for amplification and attenuation of weak electrical signals.

[1] Омельянчук А.Н., Ильичев Е.В., Шевченко С.Н. // Квантовые явления в джозефсоновских кубитах. Киев: Наукова думка, 2013. 186 с.

[2] S. N. Shevchenko, A. N. Omelyanchouk, and E. Il'ichev, Multiphoton transitions in Josephson-junction qubits (Review Article), *Low Temp. Phys.* **38**, 283 (2012).

[3] S. N. Shevchenko, G. Oelsner, Ya. S. Greenberg, P. Macha, D. S. Karpov, M. Grajcar, U. Hübner, A. N. Omelyanchouk, and E. Il'ichev, Amplification and attenuation of the transmitted signal by doubly-dressed states, *Phys. Rev. B* **89**, 184504 (2014).

[4] D. S. Karpov, G. Oelsner, S. N. Shevchenko, Ya. S. Greenberg, E. Il'ichev, Signal amplification in a qubit-resonator system, *Low Temp. Phys.* **42**, 189 (2016).

[5] P. Nelinger, S. N. Shevchenko, J. Bogar, G. Oelsner, D. S. Karpov, O. Astafiev, M. Grajcar, and E. Il'ichev, Landau-Zener-Stueckelberg-Majorana lasing in circuit QED, *Phys. Rev. B* **94**, 094519 (2016).

**Квантовые интерференционные эффекты вблизи
точечного магнитного дефекта в двумерном электронном газе
с сильным спин – орбитальным взаимодействием**

Ю.А. Колесниченко

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина

НАН Украины

пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина

Теоретически изучены пространственные распределения локальной плотности электронных состояний $\rho(\mathbf{r})$ и локальной плотности намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ вокруг точечного магнитного дефекта в двумерном электронном газе с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. В борновском приближении функции $\rho(\mathbf{r})$ и $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ найдены при произвольной ориентации магнитного момента дефекта и для произвольной величины константы спин-орбитального взаимодействия α . На основе наших расчетов предложена методика определения константы α с помощью спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии.

Вихревая природа магнитных солитонов

А.С. Ковалев
ФТИИТ НАНУ

В рамках классической модели Гайзенберга и уравнений Ландау – Лифшица рассмотрена солитонная динамика двумерного ферромагнетика с анизотропией типа плоскость легкого намагничивания. Непрерывное вырождение основного состояния (угла φ направления вектора намагниченности \vec{m} в легкой плоскости (xy)) приводит к боголюбовскому спектру линейных волн (магнонов) $\omega_{sw} = ck\sqrt{1+k^2l_0^2}$ и существованию топологических возбуждений – магнитных вихрей (V) и антивихрей (AV) с распределением намагниченности в полярных координатах $m = \pm m_z(r)$, $\varphi = \pm \chi$. Уравнения динамики намагниченности имеют вид

$$\dot{m} = \Delta\varphi - \nabla(m^2\nabla\varphi), \quad \dot{\varphi} = m - \frac{\Delta m}{(1-m^2)} - \frac{m(\nabla m)^2}{(1-m^2)^2} - m(\nabla\varphi)^2. \quad (1)$$

В малоамплитудном пределе они сводятся к упрощенному уравнению

$$\ddot{\varphi} - \Delta\varphi + \Delta\Delta\varphi + (\nabla\varphi)^2\Delta\varphi + \dot{\varphi}^2\Delta\varphi + 4\dot{\varphi}\nabla\varphi\nabla\dot{\varphi} = 0. \quad (2)$$

Солитоны стационарного профиля (“lamps”) с $\varphi = \varphi(X/\sqrt{c^2-v^2}, Y/(c^2-v^2))$ и $X = (x-vt)/\sqrt{c^2-v^2}$, $Y = y/(c^2-v^2)$ (магнитный аналог либовских состояний) при этом описываются стационарным модифицированным уравнение Кадомцева - Петвиашвили

$$\varphi_{XX} + \varphi_{YY} - \varphi_{XXXX} - 6\varphi_X^2\varphi_{XX} = 0, \quad (3)$$

решение $m(x, y)$ которого для солитона с $v/c \ll c$ было найдено численно и приведено на Рис.1 для $y > 0$.

Для поля намагниченности вводятся топологические характеристики: плотность завихренности γ и полный топологический заряд вихря Γ :

$$\gamma = (\partial m / \partial x)(\partial \varphi / \partial y) - (\partial m / \partial y)(\partial \varphi / \partial x), \quad \Gamma = (1/2\pi) \int \gamma(x, y) dx dy = pq, \quad (4)$$

где $q = \pm 1$ и $p = \pm 1$ - топологический заряд и полярность вихря. Вычисление завихренности лампа показало, что он имеет структуру вихревого диполя ($\gamma(x > 0, y)$ на Рис.2). При малых скоростях lamp трансформируется в стационарно движущуюся со скоростью v пару ($V \circ AV$) с размером $L = 1/v$.

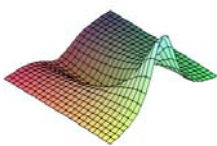


Рис.1

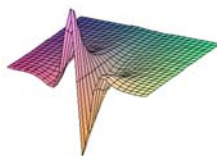


Рис2

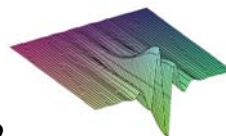


Рис.3

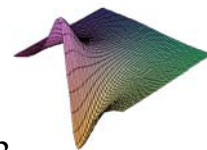


Рис.4

Нелинейные возбуждения более общего вида (двухпараметрические солитоны огибающей или бризеры), распространяющиеся со скоростью v и характеризующиеся частотой внутренней прецессии ω , в малоамплитудном пределе $\omega_{sw} - \omega \ll \omega_{sw}$ описываются уравнением (2), которое решалось асимптотическим методом, и приближенное решение вида $\varphi \approx (\varepsilon/k^2) \Psi(\varepsilon\sqrt{y^2 + (x-vt)^2/k^2}) \sin(kx - \omega t)$ с $\varepsilon = \sqrt{\omega_{sw}^2 - \omega^2} \ll 1$ было получено численно и приведено на Рис.3 для $m(x, y > 0)$. Вычисление плотности завихренности также показало, что солитон огибающей имеет структуру вихревого диполя ($\gamma(x > 0, y)$ на Рис.3).

Полученные результаты (а также решения для вращающихся пар $(V \circ AV)$ с противоположной поляризацией, $v=0$ и $\omega \neq 0$) указало, что магнитные солитоны общего вида с ненулевой амплитудой должны представлять собой магнитные квадруполь ($V \circ V \circ AV \circ AV$) с суммарным нулевым топологическим зарядом. При скоростях $v_i \ll c$ вихрей, входящих в квадруполь, для их координат, как «обобщенных координат» можно воспользоваться приближенными уравнениями Тиле (Никифорова-Сонина)

$$\left[\dot{\vec{R}}_i, \vec{G}_i \right] = -dE/d\vec{R}_i, \quad (5)$$

где $\vec{G}_i = 2\pi\Gamma_i\vec{n}_z$ – гировекторы вихрей, \vec{R}_i – координаты их центров и E – полная энергия системы. Поскольку для 4 вихрей эта динамическая система с 4 степенями свободы обладает 4 интегралами движения: энергией E , двумя компонентами импульса \vec{P} и угловым моментом K_z , то она интегрируется в квадратурах. Солитонное решение представляет собой пары $(V_{1+} \circ V_{2+})$ и $(AV_{3+} \circ AV_{4+})$, (\pm) отвечают поляризации вихрей), вращающиеся в противоположном направлении с частотой ω и перемещающиеся, как целое, со скоростью v (Рис.5). Распределение $m(x, y)$ и $\gamma(x, y)$ в фиксированный момент времени приведены на Рис.6,7, а сама динамика – на Рис.8. (Она соответствует “leapfrogging”, впервые предложенной в гидродинамике Лавом (1894)).

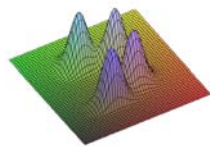
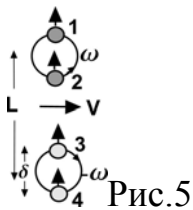


Рис.6

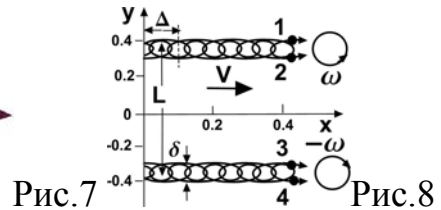
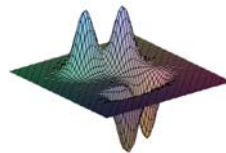
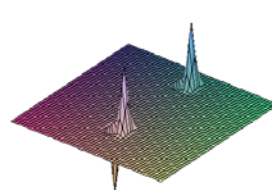
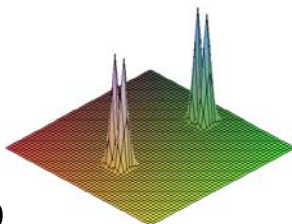
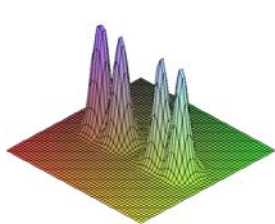
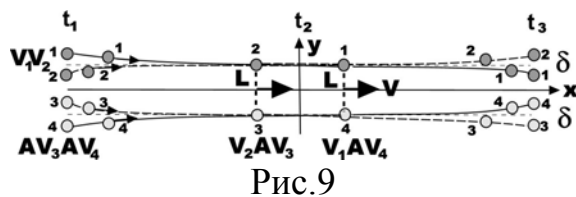


Рис.8

Наиболее интересна динамика магнитного солитона в пределе малых частот внутреннего вращения, представленная на Рис.9. В короткий временной интервал пары $(V_1 \circ V_2)$ и $(AV_3 \circ AV_4)$ поворачиваются в противоположном направлении и «перезамыкаются», образуя пары $(V_1 \circ AV_3)$ и

$(V_2 \circ AV_4)$, которые как две почти независимые либовские пары распространяются на большой дистанции большую часть периода колебания, быстро превращаясь затем в исходные вихревые пары (Рис.10-12).



Кроме рассмотренного выше солитонного возбуждения в легкоплоскостном ферромагнетике возможны и солитоны другого типа, которые обладают не только полным нулевым топологическим зарядом, но и полной нулевой намагниченностью, и имеют структуру $((V_{1+} \circ AV_{2-}) \circ (V_{3-} \circ AV_{4+}))$. Их динамика напоминает динамику солитонов первого типа, но при одинаковых начальных условиях их скорость существенно меньше.

FeSe – загадочные результаты акустических экспериментов

В.Д. Филь¹, Д.В. Филь², Г.А. Звягина¹, Т.Н. Гайдамак¹,
К.Р. Жеков¹, И.В. Билыч¹, Д.А. Чареев³, А.Н. Васильев³.

¹Физико-технический институт низких температур НАНУ, Харьков

²Институт монокристаллов НАНУ, Харьков

³Московский госуниверситет, каф. физики низких температур и сверхпроводимости, Москва

Изучены акустические характеристики высококачественных монокристаллов FeSe. Об их высоком качестве свидетельствовало, например, чёткое проявление λ -аномалии при сверхпроводящем упорядочении. Эксперименты включали в себя как стандартные для акустики измерения скоростей и затухания упругих колебаний, так и исследование процессов акустоэлектрической трансформации. Был выявлен ряд особенностей, сильно отличающих данное соединение от изучавшихся нами ранее (например, ВТСП или борокарбиды).

1) При 90К кристаллическая структура FeSe испытывает тетра-орто превращение с обычным для подобных процессов значительным смягчением C_{11} - C_{12} моды. Нестандартность FeSe заключается в том, что: а) значительно смягчается также и C_{11} мода при сильном росте её затухания ниже перехода и б) с понижением температуры жёсткость решётки не восстанавливается, и она остаётся «мягкой» вплоть до гелиевых температур.

2) В T_C скорости всех продольных мод скачкообразно уменьшаются на значительную величину ($\sim 2 \cdot 10^{-4}$). Масштаб изменений согласуется с аномально сильной зависимостью T_C от давления. Неожиданным оказалось значительное, БКШ подобное и линейное по частоте уменьшение поглощения C_{11} моды ниже T_C . Оно выглядело похожим на спад электронного вклада в затухание, возможное только при достаточной длине свободного пробега, чего трудно было ожидать для нашего образца. Кроме того, вплоть до 5 Тл мы не обнаружили даже следов каких-либо магнитоакустических или квантово-осцилляционных эффектов, которые в этом случае должны были бы наблюдаться.

3) Эксперименты по акустоэлектрической трансформации. Поперечная упругая волна с волновым вектором $\mathbf{q}=(0,0,q)$ и смещением $\mathbf{u}=(u,0,0)$ возбуждает в проводящей среде электромагнитное поле, излучаемое в свободное пространство и фиксируемое поляризованной антенной. В отсутствие внешнего магнитного поля и магнитной структуры в образце вектор электрического поля может иметь только x-компоненту, амплитуда которой определяется деформационным взаимодействием и Стюарта-Толмена эффектом. Вопреки ожиданиям, в FeSe наблюдается интенсивная генерация y-компоненты электрического поля, нарастающая почти линейно с понижением температуры. При 9К её амплитуда сравнивается с индукционным откликом в поле ~ 2 Т. Известны два механизма, приводящие в от-

существование внешнего магнитного поля к генерации y – компоненты – аномальный Холл эффект и пьезомагнетизм. Но оба механизма предполагают наличие в образце магнитной структуры. Поскольку точно известно, что в FeSe статический магнитный порядок отсутствует, приходится предполагать динамическую природу наблюдаемых явлений. Оценки показывают, что более вероятным сценарием является пьезомагнетизм.

Ниже T_C пьезомагнитный отклик хотя и падает, но остаётся конечным, т.е. сверхпроводимость и пьезомагнетизм мирно сосуществуют. Спад отклика обусловлен тем, что в сверхпроводящей фазе роль скин-глубины переходит к лондоновской. В таком предположении оказалось возможным из экспериментальных зависимостей определить лондоновскую глубину проникновения ($\lambda_L \sim 1.8\mu\text{m}$). Такая оценка λ_L соответствует плотности носителей $n \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, т.е. фактически FeSe является компенсированным полуметаллом.

Основные результаты опубликованы в работах:

1. G.A.Zvyagina, et al. EPL, **101**, 56005, (2013)
2. V.D.Fil, et al., EPL, **103**, 47009, (2013)

Отражение, прохождение и трансформация поляризации волн в слоистых сверхпроводниках

Т.Н. Рохманова^{1,2}, З.А. Майзелис^{1,2}, С.С. Апостолов^{1,2}, Ф. Перес-Родригес³,
Н.М. Макаров^{1,3}, В.А. Ямпольский^{1,2,3}

¹*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины*

²*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина*

³*Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, México*

Слоистые сверхпроводники представляют собой периодические структуры, в которых тонкие сверхпроводящие слои разделены более толстыми диэлектрическими слоями, электродинамически связанные между собой за счет внутреннего эффекта Джозефсона. К ним относятся высокотемпературные сверхпроводники на основе меди или железа, например, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ или $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$, а также искусственные слоистые системы типа $\text{Nb}/\text{AlO}_x/\text{Nb}$ или $\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Al}$. Их исследование перспективно как с точки зрения фундаментальной, так и прикладной науки. Интерес фундаментальной науки к слоистым сверхпроводникам связан с существованием в них особого типа твердотельной плазмы, так называемой джозефсоновской плазмы. Анизотропия токонесущей способности способствует формированию в слоистых сверхпроводниках особого типа возбуждений – джозефсоновских плазменных волн. Важной особенностью джозефсоновских плазменных волн является то, что они относятся к терагерцевому диапазону частот, перспективному с точки зрения различных приложений.

В настоящей работе изучена задача о прохождении нелинейных терагерцевых волн сквозь образцы слоистого сверхпроводника конечной толщины, помещенные в волновод, для двух геометрий: сверхпроводящие слои перпендикулярны или параллельны оси волновода. Показано, что коэффициент прохождения весьма чувствителен к амплитуде падающей волны из-за нелинейной связи джозефсоновского тока с межслойной разностью фаз параметра порядка. Даже в случае слабой нелинейности коэффициент прохождения может изменяться в широком диапазоне, практически от нуля до единицы. Установлено, что для обеих рассмотренных геометрий зависимость коэффициента прохождения от амплитуды падающей волны имеет гистерезисный характер.

Кроме того, в работе изучена трансформация поляризации нелинейных электромагнитных волн при их отражении и прохождении сквозь слоистый сверхпроводник конечной толщины, помещенный в вакуумный прямоугольный волновод, для случая, когда сверхпроводящие слои параллельны оси волновода. Предложен оригинальный метод решения задач отражения, прохождения и трансформации нелинейных волн с произвольными поляризациями в слоистых сверхпроводниках и сильно анизотропных проводниках. Этот метод основан на существовании двух взаимно ортогональных поляризаций волн, выявленных в работе, которые практиче-

ски не взаимодействуют друг с другом даже в нелинейном случае. С помощью этого метода решена задача об эффективной трансформации поперечно-электрических в поперечно-магнитные волны, и наоборот.

Нами также изучена возможность управления коэффициентами отражения и прохождения волн поперечно-магнитной поляризации сквозь слоистые сверхпроводники при помощи внешнего постоянного магнитного поля. Было получено аналитическое выражение для коэффициента прохождения и проанализирована его зависимость от толщины образца, угла падения и частоты падающей волны. Показано, что внешнее поле изменяет эффективную толщину образца. Когда эффективная толщина совпадает с целым числом полуволн, образец становится полностью прозрачным. Внешнее магнитное поле сдвигает максимумы коэффициента прохождения, но не меняет их периодичности. Установлено, что для частот не слишком близких к джозефсоновской плазменной частоте всегда найдутся такие угол падения, частота и внешнее магнитное поле, при которых может наблюдаться полное прохождение. Показано, что внешним постоянным магнитным полем можно управлять прозрачностью образца в широком диапазоне значений.

Также изучено влияние внешнего постоянного магнитного поля на трансформацию поляризации поперечно-электрических и поперечно-магнитных волн при их отражении от анизотропной границы полубесконечного образца слоистого сверхпроводника. Получены аналитические выражения для коэффициентов отражения и трансформации в случаях положительной отстройки частоты, когда волны могут распространяться в слоистом сверхпроводнике, и отрицательной отстройки частоты, когда падающая волна полностью отражается. Показано, что при отрицательных отстройках частоты можно добиться полной трансформации при определенном значении магнитного поля и угла поворота плоскости падения относительно кристаллографической оси образца.

Аномальное прохождение электромагнитных волн через периодически модулированную пластину слоистого сверхпроводника

Д.В. Кадыгроб¹, Н.М. Макаров^{1,2}, Ф. Перес-Родригес²,
Т.М. Слипченко¹, О.И. Любимов³, В.А. Ямпольский^{1,2,3}

¹*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины*

²*Venerita Universidad Autonoma de Puebla, Puebla, Pue. 72000, Mexico*

³*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина*

Возбуждение собственных электромагнитных волн в ограниченных проводниках сопровождается рядом резонансных явлений [1], важных с точки зрения их использования в устройствах управления светом, солнечных батареях, приборах обнаружения и фильтрации излучения в видимом и дальнем инфракрасном диапазонах частот. Очень желательно расширить диапазон частот, при которых наблюдаются такие явления на терагерцевую область. В настоящей работе мы предсказываем усиленное прохождение терагерцевого излучения через периодически модулированные пластины слоистых сверхпроводников, обусловленное дифракцией падающих волн и резонансным возбуждением собственных мод. Предполагается, что толщина пластины во много раз превышает глубину скин-слоя, и в отсутствие модуляции прозрачность пластины равна нулю с экспоненциальной точностью. В модулированной пластине электромагнитное поле переносится от облучаемой ее стороны к противоположной благодаря возбуждению волноводных мод, которые не затухают в глубь пластины, в отличие от металлов, где усиленное прохождение света связано с возбуждением поверхностных волн. Показано, что в эксперименте на графике зависимости коэффициента прохождения от угла падения волны должны наблюдаться серии резонансных пиков, соответствующих равенству волнового вектора дифрагированной волны волновому вектору одной из множества собственных волноводных мод. Изучен также противоположный эффект, когда прозрачность модулированной тонкой пластины (с толщиной много меньшей глубины скин-слоя) заметно уменьшается за счет резонансного возбуждения собственных мод.

[1] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, and P.A. Wolff. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays // Nature (London).— 1998. — V. 391. — P. 667-669.

Dynamics of Ensemble of Globally Coupled Hopf Oscillators

G.M. Pritula, O.V. Usatenko

*A.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of NASU,
12 Proskura str., 61085, Kharkov, Ukraine*

The behavior of interacting oscillators has been of interest to researchers since Huygens discovered the phenomenon of synchronization. Nowadays, the advances in theory of nonlinear equations and development of computational techniques have led to a surge of scientific activity in the study of complex nonlinear dynamical systems with global interaction such as the cooperative dynamics of laser arrays and arrays of Josephson junctions; different forms of collective behavior of insects, birds, animals and human communities; adjustment of heart rate and respiration, synchronization of electrical potentials of brain neurons and so on. Recently new phenomena such as, for example, the partial synchronization, clustering and chimera states have been revealed.

Despite the apparent diversity of the phenomena emerging in ensembles of interacting nonlinear oscillators, many of them can be modeled by a system of equations based on the Stuart-Landau one, which is closely associated with the phenomenon of the supercritical Hopf bifurcation. Kuramoto was the first to describe synchronization transition in oscillatory reaction-diffusion systems [1] reducing the system of globally coupled Stuart-Landau equations to the system of the coupled phase oscillators known now as the famous Kuramoto model. Later the amplitude-phase dynamics was reinstated in a series of papers [2-4]. The mixed amplitude-phase dynamics significantly expanded a range of phenomena elucidated with the Kuramoto model. Depending on the ratio between the amount of interaction and the deviation of natural oscillator frequencies, new regimes of collective behavior such as amplitude death, quenched amplitude, oscillations with large amplitude, collective chaos and intermediate mixed states can arise.

The system of equations describing the dynamics of globally coupled Hopf oscillators is a nonlinear system, and therefore, in general, is nonintegrable. However, under certain assumptions the system can be simplified and reduced to a solvable one. This occurs, for example, when the interaction is strong enough and the system of equations for globally coupled nonidentical Hopf oscillators is reduced within the self-consistent field approach to a system of equations for two macroscopic order parameters, the mean field and the amplitude-frequency correlator [4]. In our work we integrate this nonlinear system on an invariant manifold, found the basins of attraction, present the complete classification of phase portraits and bifurcations, obtain exact expressions for the invariant manifolds (a limit cycle among them) and derive analytical solutions for arbitrary initial data in different regimes.

The obtained results can give insight into the nature of the described processes and be useful for further application to more specific computer simulations.

1. Kuramoto Y 1984 *Chemical Oscillations, Waves and Turbulence* (Berlin: Springer)
2. Matthews P C, Mirollo R E and Strogatz S H 1991 Dynamics of a large system of coupled nonlinear oscillators *Physica D* **52** 293-331
3. Matthews P C and Strogatz S H 1990 Phase diagram for the collective behavior of limit-cycle oscillators *Phys. Rev. Lett.* **65** 1701-04
4. De Monte S, d'Ovidio F 2002 Dynamics of order parameters for globally coupled oscillators *Europhys. Lett.* **58** 121-127

High-order symbolic Markov chains and artificial neural networks

S.S. Melnik and O.V. Usatenko

A.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics

Ukrainian Academy of Science,

12 Proskura Street, 61805 Kharkov, Ukraine

We elaborate a decomposition procedure for the conditional probability function of symbolic random sequences considered as the high-order Markov chains with long-range memory. We represent the conditional probability function as the sum of multi-linear memory function monomials of different order (from zero up to the chain order). This makes it possible to construct artificial sequences by method of successive iterations taking into account at each step of iterations more and more higher correlations among random elements. At weak correlations, the memory functions are uniquely expressed in terms of high-order symbolic correlation functions, allowing us to construct artificial random sequence with a given long-range correlations. The obtained results might be used for sequential approximation of artificial neural networks training.

The Berry phase and adiabatic Hamiltonian dynamics: plane pendulum vs damped oscillator

G.M. Pritula and O.V. Usatenko

A.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics,

Ukrainian Academy of Science,

12 Proskura Street, 61085 Kharkov, Ukraine

We give an example of the simple mechanical system described by the generalized harmonic oscillator equation, which is a basic model in discussion of the adiabatic dynamics and geometric phase. This system is a simple linearized pendulum with the slowly varying mass and string length, and with the suspension point moving at a slowly varying speed. The paradoxical character of the presented results is that the same Hamiltonian system, the generalized harmonic oscillator in this case, is canonically equivalent to the two different systems: the usual plane mathematical pendulum and the damped harmonic oscillator. This once again raises the important physical question about a difference, or even the existence of the difference, between the dissipative and Hamiltonian systems.

PT-symmetric properties of optical systems with balanced loss/gain

J. Ramirez-Hernandez, F. M. Izrailev, N. M. Makarov

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, México

makarov.n@gmail.com

With the transfer matrix approach, we analytically study the spectral and transmission properties of the quarter-stack structure made of finite number N of identical unit cells. Each cell consists of two slabs, one with *loss* and the other with *balanced gain*. With *no loss/gain* the slabs are perfectly matched and, therefore, the structure is *perfectly transparent*.

An inclusion of balanced loss/gain characterized by the strength parameter γ , gives rise to an emergence of gaps in the quarter-stack frequency spectrum where the Bloch index $\mu_B(\omega, \gamma)$ is imaginary. The number of spectral path-bands with real-valued μ_B turns out to be *finite* and completely specified by the loss/gain parameter γ . When γ exceeds the critical value $\gamma_{cr} = 1$, there are no spectral bands since the Bloch index becomes imaginary for any wave frequency ω . The structure is non-transparent for $\gamma > 1$.

The analysis shows that a *distinctive peculiarity* of the transmittance T_N is that each of spectral bands consists of the central region where $T_N \geq 1$ and two lateral ones with $T_N \leq 1$. At the borders between these regions the transmission is perfect, $T_N = 1$, and this happens at *specific frequencies* $\omega_s(\gamma)$, which are independent of the stack length N , being exclusively defined by γ .

Apart from the *specific points* $\omega = \omega_s(\gamma)$, the *Fabry-Perot resonances* with $T_N = 1$ occur inside spectral bands. The resonances exist within both regions with $T_N \leq 1$ and with $T_N \geq 1$. Their number depends on number N of unit cells and on the parameter γ . For a fixed γ the higher spectral band contains the smaller number of the Fabry-Perot resonances. This result is principally different from that emerging in a standard quarter-stack, where the $2(N-1)$ Fabry-Perot resonances are located in any spectral band.

At specific points $\omega_s(\gamma)$ the effect of *unidirectional reflectivity* emerges: The left reflectance vanishes, $R_N^{(L)} = 0$, however, the right reflectance remains finite, $R_N^{(R)} \neq 0$. This is one of the most important properties of the \mathcal{PT} -symmetric systems. In general, the ratio between left and right reflectances, being defined by γ and ω , is N -independent, whereas at the Fabry-Perot resonances both reflectances expectedly vanish, $R_N^{(L)} = R_N^{(R)} = 0$.

For specific points $\omega = \omega_s(\gamma)$ with $T_N(\omega_s, \gamma) = 1$, there is a subset of the so-called *exceptional points* ($\omega = \omega_{sp} \equiv \omega_s(\gamma_{sp}), \gamma = \gamma_{sp}$) for which $T_N(\omega_{sp}, \gamma_{sp}) = 1$ with simultaneous vanishing the Bloch index, $\mu_B(\omega_{sp}, \gamma_{sp}) = 0$. Here the left reflectance vanishes, while the right one is extremely large. Remarkably, for every fixed $\gamma = \gamma_{sp}$ the corresponding exceptional point $\omega = \omega_{sp}$ is located on the top of the highest pass-band.

It should be noted that the Bloch index μ_B , transmittance T_N , the left and right reflectances, $R_N^{(L)}$ and $R_N^{(R)}$, meet the relations

$$\mu_B(-\gamma) = \mu_B(\gamma), \quad T_N(-\gamma) = T_N(\gamma), \quad R_N^{(R)}(-\gamma) = R_N^{(L)}(\gamma), \quad |1 - T_N| = \sqrt{R_N^{(L)} R_N^{(R)}}.$$

The latter is inherent for PT-symmetric models, replacing the flux conservation law $T_N + R_N = 1$ valid for optical systems without loss/gain.

Our study unexpectedly shows that the PT-symmetric transmission can emerge even when the system itself is not PT-symmetric.

This work was supported by the CONACYT (México).