

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

П И С Ь М А
В
ЖУРНАЛ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

том 116

Выпуск 11

10 декабря 2022

*Журнал издается под руководством
Отделения физических наук РАН*

Главный редактор В. М. Пудалов

Заместители главного редактора
Г. Е. Воловик, В. П. Пастухов

Зав. редакцией *И. В. Подыниглазова*

Адрес редакции 119334 Москва, ул. Косыгина 2

тел./факс (499)-137-75-89

e-mail letters@kapitza.ras.ru

Web-страница <http://www.jetpletters.ac.ru>

Интернет-версия английского издания
<http://www.springerlink.com/content/1090-6487>

© Российская академия наук, 2022

© Редколлегия журнала “Письма в ЖЭТФ” (составитель), 2022

Parameters of axion-like particles required to explain high-energy photons from GRB 221009A

Dedicated to the memory of my teacher Valery Rubakov

S. V. Troitsky¹⁾

Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, 117312 Moscow, Russia

Submitted 17 October 2022

Resubmitted 19 October 2022

Accepted 20 October 2022

DOI: 10.31857/S123456782223001X, EDN: mcpuwv

An unusual energetic astrophysical transient Swift J1913.1+1946 has been detected on October 9, 2022 [1] and soon associated with a gamma-ray burst GRB 221009A detected by Fermi GBM [2]. The redshift of the GRB is $z \approx 0.151$ [3–5]. The main peculiarity of the transient is the presence of extremely energetic gamma rays, never detected from a GRB. LHAASO reported the detection of thousands of photons with energies up to 18 TeV in the first 2000 s [6], and Carpet-2 reported the detection of a 251-TeV photon-like air shower 4536 s after the trigger [7]. Both observations challenge conventional understanding because gamma rays of that high energies cannot reach us from distant sources [8]. They should instead produce e^+e^- pairs on the cosmic background radiation. The optical depth for a source at $z = 0.151$ is estimated as $\sim 15 \pm 5$ for 18 TeV and > 3000 for 251 TeV. Non-standard physics is required to overcome this problem.

One possibility is mixing of photons with hypothetical axion-like particles (ALPs) in the external magnetic field [9], see [10, 11]; for reviews and more references, e.g. [12–14]. ALPs do not produce pairs and so they propagate unattenuated through the Universe. In sufficiently strong magnetic fields, photons convert to ALPs and back, and the mixed particle beam can travel longer than pure photons. It is important to distinguish two cases [15]. (1) ALP parameters allow for conversion in the extragalactic magnetic field, so the photon-ALP oscillations happen along the entire path from the source to the observer [10, 11]. (2) Stronger fields are required for non-negligible mixing, so that the conversion happens near the source, in the host galaxy, cluster or filament, and again in the Local Supercluster or in the Milky Way [16, 17]. In the case of intergalactic mixing, the gamma-ray part of the mixed beam is constantly fed by the ALP part and attenuates, so, in the limit of large distance, all energy finally goes to e^+e^- pairs. If the intergalactic mixing is suppressed, then some part of photons may convert to ALPs near the source and

reconvert back to gamma rays near the observer; the remaining gamma-ray part of the beam attenuates as usual. For large distances, larger photon fluxes are expected to be observed in the latter case [15]. In the context of GRB 221009A, ALP/photon mixing was partly addressed in [18] and [19].

We assume the maximal mixing in the source and neglect the mixing in the intergalactic space. The state arriving to the Milky Way is thus pure ALP and the flux is 1/3 of the emitted photon flux. In the Milky Way, we solve numerically the evolution equation in the density-matrix formalism, as described e.g. in [20]. We use the Galactic magnetic field model of [21] for the line of sight to GRB 221009A.

In Figure 1, above the full blue and dashed red lines, the surviving probability for photons of 18 and 251 TeV, respectively, exceeds 1%, so that the ALP-gamma conversion could in principle help to observe gamma rays from the distant source. We need to guarantee that the mixing in intergalactic magnetic field is suppressed, which results in the shaded excluded regions to the left of Fig. 1. The used value of 1 nG is close to the observational upper bound on the intergalactic magnetic field [25], the lines would shift to smaller m if the field is weaker. The white central part of the plot corresponds to the values of m and g for which the observations by LHAASO and Carpet-2 may be explained by photon-ALP mixing. These parameters are motivated in some ALP models, e.g., [26, 27]. Some constraints from astrophysical photon observations probe this part of the ALP parameter space but depend on the assumptions about poorly known magnetic fields in astrophysical sources [20, 13]. The strongest of these constraints [24] is shown in Fig. 1 as a gray dash-dotted line. There remains an allowed part of the parameter space for the explanation of the observed energetic photons.

Only a small fraction of events detected by LHAASO and Carpet-2 are photons. For LHAASO, [19] estimated the expected number of background cosmic-ray events with ~ 18 TeV energies during 2000 s observation time as 2.8, using published results of a different LHAASO

¹⁾e-mail: st@ms2.inr.ac.ru

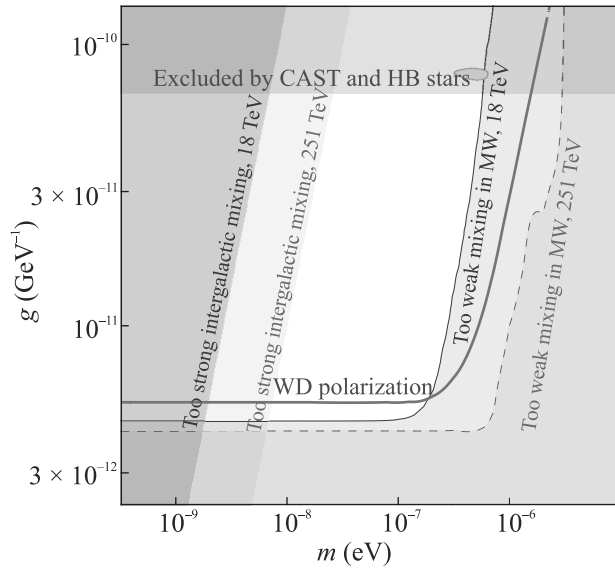


Fig. 1. (Color online) ALP mass m and photon coupling g . ALPs with parameters in the white central part of the plot can explain both 18 TeV and 251 TeV photons. The top band is disfavoured by the CAST search for solar axions [22] and by constraints from the evolution of horizontal-branch (HB) stars [23]. In the shaded area to the left, strong mixing in the intergalactic space (for the magnetic field of 1 nG) results in strong suppression of the photon flux. The upper limit from magnetic white dwarf polarization [24] is shown by the gray dash-dotted line. See the text for details and discussion

analysis as the input, so the real value may differ significantly from this estimate. Carpet-2 events similar to the 251-TeV photon-like shower are certainly rare [28], and the probability of the background coincidence is 1.2×10^{-4} [7].

There remains a possibility that the highest-energy events came from a Galactic source, especially given the low Galactic latitude, $b \approx 4^\circ$, of the event [7]. In this case, the photons would not have time to produce pairs [7, 29]. It remains to be understood if any Galactic source can be responsible for the observed events. It can even be possible that a superposition of a GRB and a Galactic flare was observed (note the unusual light curve of the transient [30, 31]).

The author is indebted to T. Dzhatdov, E. Podlesny, V. Rubakov, and G. Rubtsov for interesting and helpful discussions and important comments on the manuscript.

This work was supported by the Russian Science Foundation, grant 22-12-00253.

This is an excerpt of the article “Parameters of axion-like particles required to explain high-energy photons from GRB 221009A”. Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364022602408

1. S. Dichiara, J. D. Gropp, J. A. Kennea et al. (for the Neil

- Gehrels Swift Observatory team), GCN Circular **32632** (2022).
2. P. Veres, E. Burns, E. Bissaldi et al. (for the Fermi-GBM team), GCN Circular **32636** (2022).
 3. A. de Ugarte Postigo, L. Izzo, G. Pugliese et al. (for the Stargate collaboration), GCN Circular **32648** (2022).
 4. A. J. Castro-Tirado, R. Sanchez-Ramirez, Y.-D. Hu et al. (Collaboration), GCN Circular **32686** (2022).
 5. L. Izzo, A. Saccardi, J. P. U. Fynbo et al. (for the Stargate consortium), GCN Circular **32765** (2022).
 6. Y. Huang, Sh. Hu, S. Chen et al. (for the LHAASO experiment), GCN Circular **32677** (2022).
 7. D. Dzhappuev, Yu. Afashokov, I. Dzaparova et al. (Carpet-2 group), The Astronomer’s Telegram **15669** (2022).
 8. A. Nikishov, Sov. Phys. JETP **14**, 393 (1962) [ZhETF **41** (1962) 549].
 9. G. Raffelt and L. Stodolsky, Phys. Rev. D **37**, 1237 (1988).
 10. C. Csaki, N. Kaloper, M. Peloso, and J. Terning, JCAP **05**, 005 (2003).
 11. A. De Angelis, M. Roncadelli, and O. Mansutti, Phys. Rev. D **76**, 121301 (2007).
 12. S. V. Troitsky, JETP Lett. **105**(1), 55 (2017).
 13. P. Tinyakov, M. Pshirkov, and S. Popov, Universe **7**(11), 401 (2021).
 14. G. Galanti and M. Roncadelli, Universe **8**(5), 253 (2022).
 15. S. Troitsky, Phys. Rev. D **93**(4), 045014 (2016).
 16. M. Simet, D. Hooper, and P. D. Serpico, Phys. Rev. D **77**, 063001 (2008).
 17. M. Fairbairn, T. Rashba, and S. V. Troitsky, Phys. Rev. D **84**, 125019 (2011).
 18. G. Galanti, M. Roncadelli, and F. Tavecchio, arXiv:2210.05659v2 (2022).
 19. A. Baktash, D. Horns, and M. Meyer, arXiv:2210.07172 (2022).
 20. M. Libanov and S. Troitsky, Phys. Lett. B **802**, 135252 (2020).
 21. M. S. Pshirkov, P. G. Tinyakov, P. P. Kronberg, and K. J. Newton-McGee, Astrophys. J. **738**, 192 (2011).
 22. V. Anastassopoulos, S. Aune, K. Barth et al. (CAST collaboration), Nat. Phys. **13**, 584 (2017).
 23. A. Ayala, I. Domínguez, M. Giannotti, A. Mirizzi, and O. Straniero, Phys. Rev. Lett. **113**(19), 191302 (2014).
 24. C. Dessert, D. Dunsky, and B. R. Safdi, Phys. Rev. D **105**(10), 103034 (2022).
 25. M. S. Pshirkov, P. G. Tinyakov, and F. R. Urban, Phys. Rev. Lett. **116**(19), 191302 (2016).
 26. W. Lin and T. T. Yanagida, arXiv:2210.08841 (2022).
 27. S. Nakagawa, F. Takahashi, M. Yamada, and W. Yin, arXiv:2210.10022 (2022).
 28. D. Dzhappuev, Yu. Afashokov, I. Dzaparova et al. (Carpet-2 group), Astrophys. J. Lett. **916**(2), L22 (2021).
 29. N. Fraija, M. Gonzalez (for the HAWC collaboration), The Astronomer’s Telegram **15675** (2022).
 30. R. Pilleri, E. Bissaldi, N. Omodei et al. (for the Fermi-LAT team), GCN Circular **32658** (2022).
 31. D. Frederiks, A. Lysenko, A. Ridnaia et al. (for the Konus-Wind team), GCN Circular **32668** (2022).

Определение параметров спинового гамильтониана в дипольно-гейзенберговском магнетике LiGdF_4 методом ЭПР

С. С. Сосин^{+*1)}, А. Ф. Яфарова^{+*}, И. В. Романова[×], О. В. Морозов[×], Р. Г. Батулин[×], М. Житомирский[°],
В. Н. Глазков^{+*1)}

⁺Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 117334 Москва, Россия

^{*}Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, 101000 Москва, Россия

[×]Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

[°]Институт Лауэ-Ланжевена, 38042 Гренобль, Франция

Поступила в редакцию 12 октября 2022 г.

После переработки 12 октября 2022 г.

Принята к публикации 22 октября 2022 г.

Изучены низкотемпературные спектры электронного парамагнитного резонанса в монокристаллах $\text{LiY}_{1-x}\text{Gd}_x\text{F}_4$ с низкой $x = 0.005$ и средней $x = 0.05$ концентрацией ионов гадолиния. Моделирование экспериментальных спектров электронного парамагнитного резонанса позволило точно определить микроскопические параметры спинового гамильтониана исходного соединения LiGdF_4 , в том числе константу обменного взаимодействия между ближайшими соседями. Полученные значения проверены путем сравнения анизотропной температуры Кюри–Вейсса, определенной для LiGdF_4 из наших измерений статической восприимчивости, с соответствующим теоретическим расчетом. Оказалось, что основные магнитные взаимодействия в LiGdF_4 практически уравниваются друг друга, что является скрытой формой магнитной фрустрации, предположительно, приводящей к задержке магнитного упорядочения и усилению магнитокалорического эффекта при низких температурах.

DOI: 10.31857/S1234567822230021, EDN: mcvwga

Введение. Редкоземельные литиевые фториды LiREF_4 представляют собой модельные системы, в которых основным взаимодействием между редкоземельными магнитными ионами является дипольное взаимодействие. Однако их магнитные свойства (в частности, характер магнитного упорядочения) также существенно зависят от одноионных свойств. Например, в случае сильной легкоосной анизотропии изинговского типа ионов Ho^{3+} в соединении LiHoF_4 дипольное взаимодействие стабилизирует ферромагнитную структуру, при этом температура магнитного упорядочения $T_C = 1.53 \text{ K}$ приблизительно соответствует величине дипольного поля [1]. Критические свойства этой системы интенсивно изучались, поскольку она является хорошей реализацией известной точно решаемой модели Изинга в поперечном внешнем поле [2–5]. В соединении LiErF_4 , магнитные ионы Er^{3+} которого обладают сильной легкоплоскостной анизотропией, упорядочение оказывается антиферромагнитным, причем температура перехода $T_N \simeq 0.38 \text{ K}$ существенно ниже, чем в легкоосном магнетике [6]. В последнее время были

подробно изучены магнитное упорядочение и критическое поведение данной системы во внешнем поле [7]. Для объяснения наблюдаемых свойств предполагалось усиление роли флуктуаций за счет внутренней фрустрации дипольного взаимодействия в данной геометрии дипольных связей. Наиболее изотропным в данном семействе оказывается соединение LiGdF_4 , поскольку его магнитный ион Gd^{3+} находится в s -состоянии и обладает только спиновым угловым моментом $S = 7/2$. Сравнительно недавно было отмечено, что LiGdF_4 является подходящим материалом для применения с целью магнитного охлаждения при низких температурах [8]. Однако, несмотря на достаточно интенсивные исследования в плане практического применения [9–11], основные магнитные свойства этой системы остаются практически неизученными. В частности, в системе не обнаружено никакого магнитного упорядочения вплоть до температур 0.3–0.4 K [8, 11, 12], что, предположительно, может быть обусловлено тонким балансом дипольного и обменного взаимодействий в системе в условиях относительной слабости (по сравнению с вышеупомянутыми родственными соединениями) од-

¹⁾e-mail: sosin@kapitza.ras.ru; glazkov@kapitza.ras.ru

нонной анизотропии. По аналогии с магнетиками с фрустрацией обменного взаимодействия такой баланс может оказаться предпосылкой для возникновения экзотических магнитных фаз и разнообразных фазовых переходов в магнитном поле (см., например, обзор [13] и ссылки в нем). В сочетании с относительно высокой плотностью магнитных ионов с восьмикратно вырожденным основным состоянием (примерно $1.34 \cdot 10^{22}/\text{см}^3$), сравнимой с другими гадолиний-содержащими соединениями (например, $1.26 \cdot 10^{22}/\text{см}^3$ в $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ и $1.52 \cdot 10^{22}/\text{см}^3$ в $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$), в которых магнитная фрустрация и задержанное магнитное упорядочение приводит к усилению магнитокалорического эффекта [14], данная система также прекрасно подходит для практического применения в целях магнитного охлаждения, как было отмечено выше.

Целью настоящей работы является точное определение констант спинового гамильтониана LiGdF_4 путем экспериментального изучения и моделирования спектров электронного парамагнитного резонанса изоструктурных немагнитных кристаллов $\text{LiY}_{1-x}\text{Gd}_x\text{F}_4$ с низкой и средней концентрацией магнитных ионов Gd ($x = 0.005$ и 0.05). Показано, что полученные значения параметров прекрасно описывают анизотропию температуры Кюри–Вейсса, наблюдаемую в измерениях статической намагниченности в исходном концентрированном соединении LiGdF_4 .

Кристаллическая структура и выращивание образцов. Соединения семейства LiREF_4 (RE – трехвалентный редкоземельный ион) обладают кристаллической структурой типа шеелита с пространственной группой $I4_1/a$ (C_{4h}^6) и точечной симметрией S_4 на каждом редкоземельном узле. Тетрагональная элементарная ячейка, изображенная на рис. 1 (левая панель), содержит четыре формульных единицы и имеет следующие параметры: $a = 5.219$, $c = 10.97 \text{ \AA}$ для гадолиниевого соединения и $a = 5.175$, $c = 10.74 \text{ \AA}$ для изоструктурного иттриевого соединения [15]. Соответствующая решетка Бравэ является объемно-центрированной с базисом, состоящим из двух редкоземельных ионов. Каждый редкоземельный узел окружен четырьмя ближайшими соседями, расположенными на расстоянии $r_{\text{NN}} = \sqrt{(a/2)^2 + (c/4)^2} \simeq 3.79 \text{ \AA}$, и четырьмя следующими соседями, которые лежат в (ab) -плоскости на расстоянии $r_{\text{NNN}} = a$ (см. рис. 1, левая панель).

Все изученные в работе монокристаллические образцы были выращены стандартным методом Бриджмена–Стокбаргера. Направления кристаллографических осей в выращенных монокри-

сталлах точно определялись по рентгеновским Лауэ-диффрактограммам.

Статическая магнитная восприимчивость. Намагниченность в LiGdF_4 измерялась при помощи вибрационного магнетометра на платформе PPMS (Quantum Design). Образец был вырезан из исходного монокристалла в форме тонкой пластины массой 16.8 мг , содержащей кристаллографическую плоскость (ac) . Измерения проводились в магнитном поле H величиной $100 \div 500 \text{ Э}$, приложенном вдоль основных кристаллографических осей c и a в плоскости пластины, что позволяло исключить влияние размагничивающего поля. Температура эксперимента варьировалась от 2 до 10 К , при этом температурные зависимости, полученные при нагревании и охлаждении, не различались. На рисунке 1 (правая панель) представлены экспериментальные данные в виде температурной зависимости обратного отношения намагниченности к полю. Линейные подгонки участков кривых выше 6 К по парамагнитному закону Кюри–Вейсса $M = (g\mu_B)^2 S(S+1)H/[3k_B(T - \theta_{CW})]$ (μ_B – магнетон Бора, k_B – константа Больцмана, θ_{CW} – температура Кюри–Вейсса), показанные сплошными линиями, позволяют определить соответствующие g -факторы и температуры Кюри–Вейсса для обоих направлений внешнего поля: $g^a = 1.99(1)$, $g^c = 2.00(1)$, $\theta_{CW}^a = -1.33(5) \text{ К}$ и $\theta_{CW}^c = -0.08(5) \text{ К}$. Необычно большая относительная анизотропия температуры Кюри–Вейсса дополнительно свидетельствует о весьма нетипичной компенсации всех основных взаимодействий в системе, что снова вызывает необходимость точного определения микроскопических параметров спинового гамильтониана.

ЭПР одиночных ионов. Ниже описана процедура точного определения параметров микроскопического гамильтониана LiGdF_4 , которая основана на экспериментальном изучении и моделировании ЭПР-спектров в монокристаллах $\text{LiY}_{1-x}\text{Gd}_x\text{F}_4$, представляющем собой изоструктурную немагнитную матрицу, слабо разбавленную магнитными ионами гадолиния ($x = 0.005$). Образцы были приготовлены в форме тонких пластин, вырезанных в плоскости (ac) и в тетрагональной плоскости кристалла размером от $1 \times 1 \times 0.2$ до $2 \times 2 \times 0.2 \text{ мм}^3$ (массой от 1 до 5 мг). Измерения проводились при помощи набора самодельных микроволновых спектрометров проходного типа с многомодовыми прямоугольными резонаторами, рассчитанными на частоты от 9 ГГц и выше. Минимальная температура измерений в криостате с откачкой паров жидкого ^4He составляла 1.8 К . Резонаторы, помещенные внутри вакуумированного

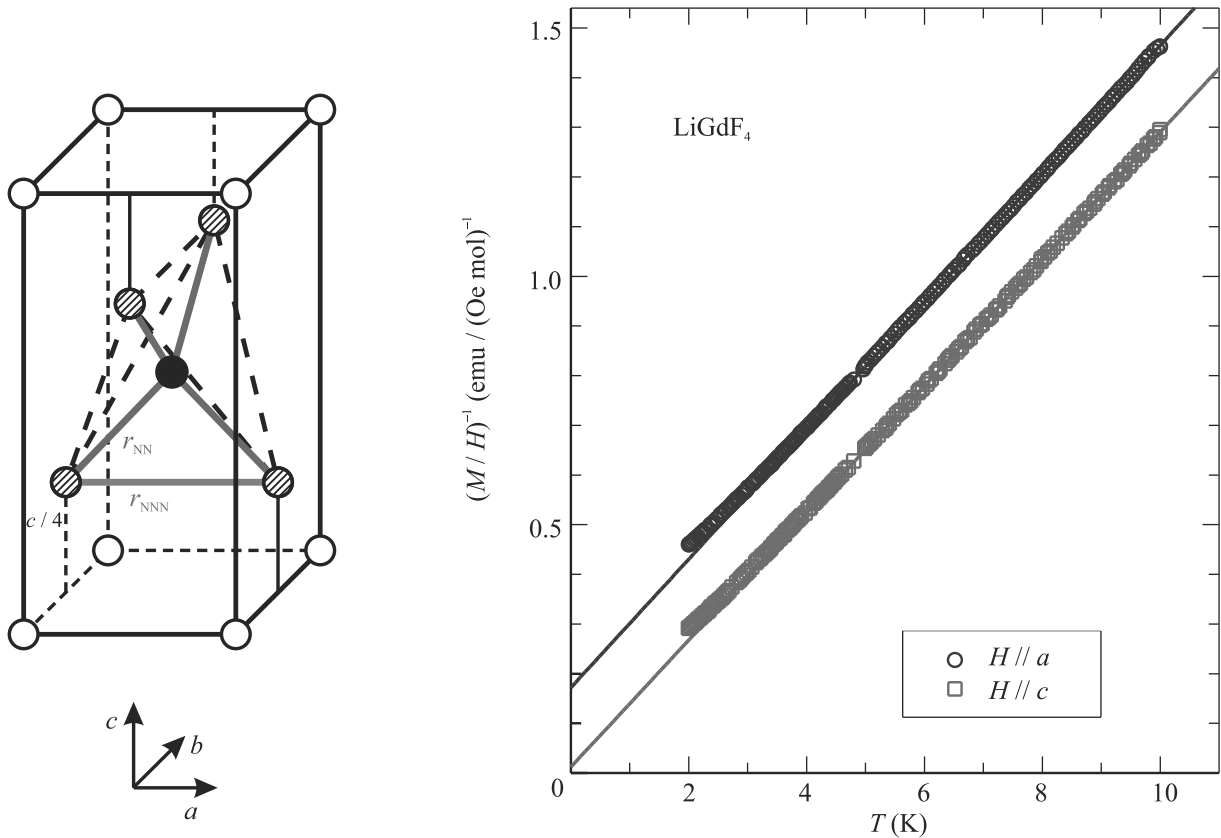


Рис. 1. (Цветной онлайн) (Левая панель): тетрагональная элементарная ячейка соединения типа LiREF₄ (показаны только позиции редкоземельных ионов), заштрихованные кружки соответствуют четырем ближайшим соседям, образующим тетраэдр вокруг центрального (черного) узла (ребра тетраэдра показаны штриховыми линиями). Правая панель: температурная зависимость обратной молярной восприимчивости $(M/H)^{-1}$ в LiGdF₄, измеренной в магнитном поле, приложенном вдоль осей a и c (символы \circ и \square , соответственно). Сплошными линиями показаны линейные подгонки высокотемпературных участков (выше 6 К) с параметрами, указанными в тексте

объема, были оборудованы нагревателем и термометром, что позволяло устанавливать температуру эксперимента в пределах от минимальной до 10 К с точностью около 5%. В некоторых случаях использовалась червячная передача, позволяющая изменять ориентацию образца по отношению к внешнему магнитному полю непосредственно в ходе измерений с точностью не менее 1°. Сигнал, прошедший через резонатор с образцом при постоянных частоте и температуре, детектировался и записывался при прямой и обратной развертке внешнего поля до 70 кЭ, создаваемого сверхпроводящим соленоидом.

Примеры записей линий поглощения в разбавленных образцах LiY_{1-x}Gd_xF₄ ($x = 0.005$) при развертке внешнего поля на частоте $\nu = 27.5$ ГГц при температуре $T = 4.2$ К приведены на рис. 2 для двух основных направлений поля $H \parallel c$ и $H \parallel a$. Спектры поглощения состоят из семи основных линий, соответствующих переходам между уровнями мультиплета $S = 7/2$, расщепленными в кристалличе-

ском и внешнем поле. Результаты, полученные на нескольких частотах, обобщены на соответствующей частотно-полевой диаграмме (положения максимумов поглощения показаны на рис. 3 кружками). При вращении образца от направления $H \parallel c$ к $H \parallel a$ наблюдался непрерывный сдвиг спектральных линий, приведенный на угловой зависимости (рис. 4, левая панель). Также был обнаружен небольшой сдвиг резонансных пиков с периодом 90° при вращении образца относительно поля, приложенного в тетрагональной плоскости, что свидетельствует о наличии слабой внутрислойной анизотропии четвертого порядка (рис. 4, правая панель).

Спектры ЭПР моделировались путем точной диагонализации одноионного спинового гамильтониана для спина $S = 7/2$ с учетом трех инвариантов низшего порядка по проекциям спина:

$$\hat{H}_{SI} = D_2 S_z^2 + D_4 S_z^4 + \frac{E}{2} (S_x^2 S_y^2 + S_y^2 S_x^2) + \mu_B g^{\alpha\beta} H^\alpha S^\beta, \quad (1)$$

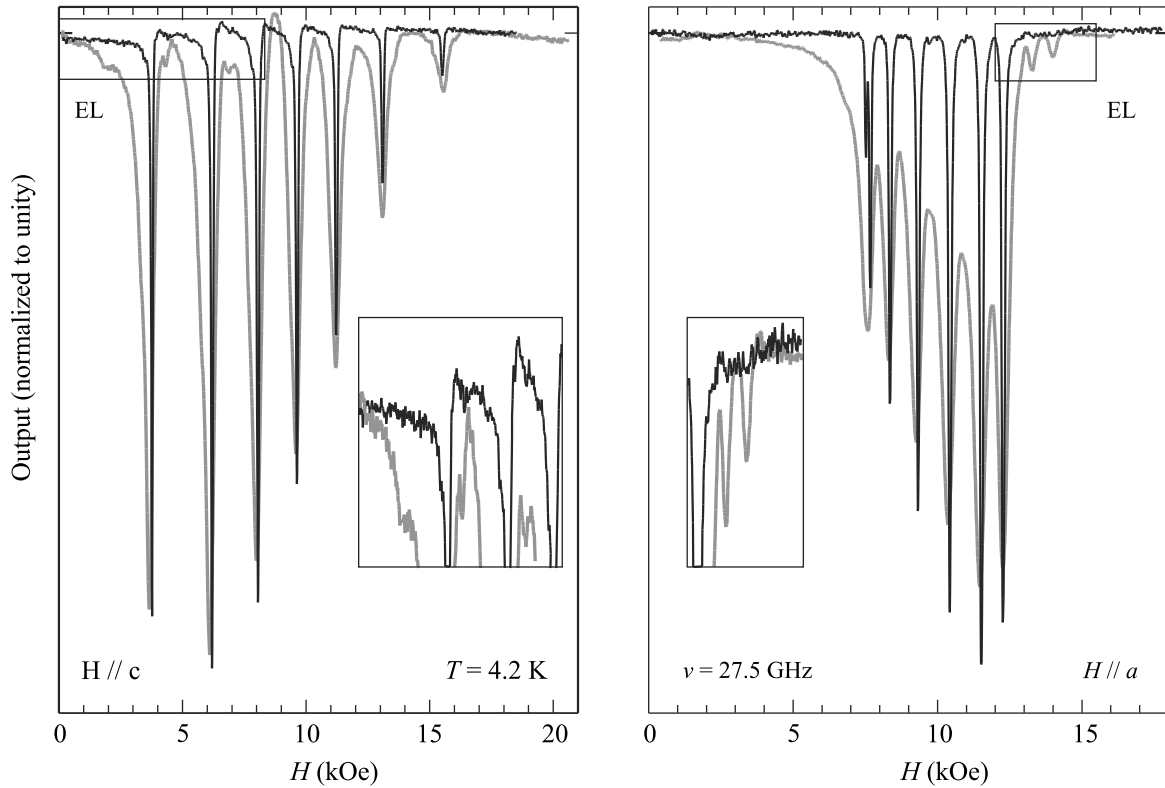


Рис. 2. Спектры поглощения в разбавленных образцах $\text{LiY}_{1-x}\text{Gd}_x\text{F}_4$ ($x = 0.005$ – тонкие линии, $x = 0.05$ – жирные линии), записанные на частоте $\nu = 27.5$ ГГц при температуре $T = 4.2$ К: $H \parallel c$ (левая панель), $H \parallel a$ (правая панель). На вставках обеих панелей увеличены обведенные прямоугольниками области с “дополнительными линиями” в образце с $x = 0.05$

где $z \parallel c$, $x \parallel a$. Положения резонансных линий, измеренные при всех ориентациях внешнего поля (сплошные линии на рис. 3, 4) прекрасно воспроизводятся для изотропного g -тензора $g^a = g^c = 1.984(14)$ и следующего набора констант анизотропии:

$$D_2/k_B = -0.096(2) \text{ К}, \quad D_4/k_B = -0.0018(6) \text{ К},$$

$$E/k_B = 0.0020(2) \text{ К}.$$

Знаки параметров определяются из относительных интенсивностей спектральных линий, вычисляемых с учетом матричных элементов переходов между соответствующими подуровнями и их равновесной заселенности. Надежно определить параметры анизотропии шестого порядка, разрешенной для спинов $S = 7/2$ в группе точечной симметрии S_4 , из наших данных оказывается невозможным. Полученные величины можно непосредственно пересчитать в коэффициенты при соответствующих операторах Стивенса [16]:

$$b_{20} = -2.619(60) \text{ ГГц}, \quad b_{40} = -0.058(18) \text{ ГГц}, \\ b_{44} = 0.306(30) \text{ ГГц}.$$

Полученные значения находятся в хорошем согласии с опубликованными результатами [17, 18, 19].

Спектры пар с дипольным и обменным взаимодействием. Параметры обменного взаимодействия были определены по анализу спектров ЭПР-поглощения в образцах $\text{LiY}_{1-x}\text{Gd}_x\text{F}_4$ со средней концентрацией магнитных ионов ($x = 0.05$). В этих спектрах поглощения также присутствовали семь основных спектральных линий, положения и относительные интенсивности которых практически идентичны наблюдаемым в образце с низкой концентрацией гадолиния (положения этих спектральных линий отмечены квадратами на рис. 3). При этом линии поглощения в образце с большей концентрацией магнитных ионов $x = 0.05$ оказываются заметно уширены: полуширина на полувысоте для наблюдаемых в образце с $x = 0.005$ спектральных линий меняется в диапазоне $\Delta H_{\text{ПВНМ}} = 30 \div 50$ Э, в то время как в образце со средней концентрацией магнитных ионов $x = 0.05$ она увеличивается до $200 \div 300$ Э. Помимо основных компонент в спектре резонансного поглощения образца с большей концентрацией магнитных ионов, наблюдаются слабые резонансные линии, ко-

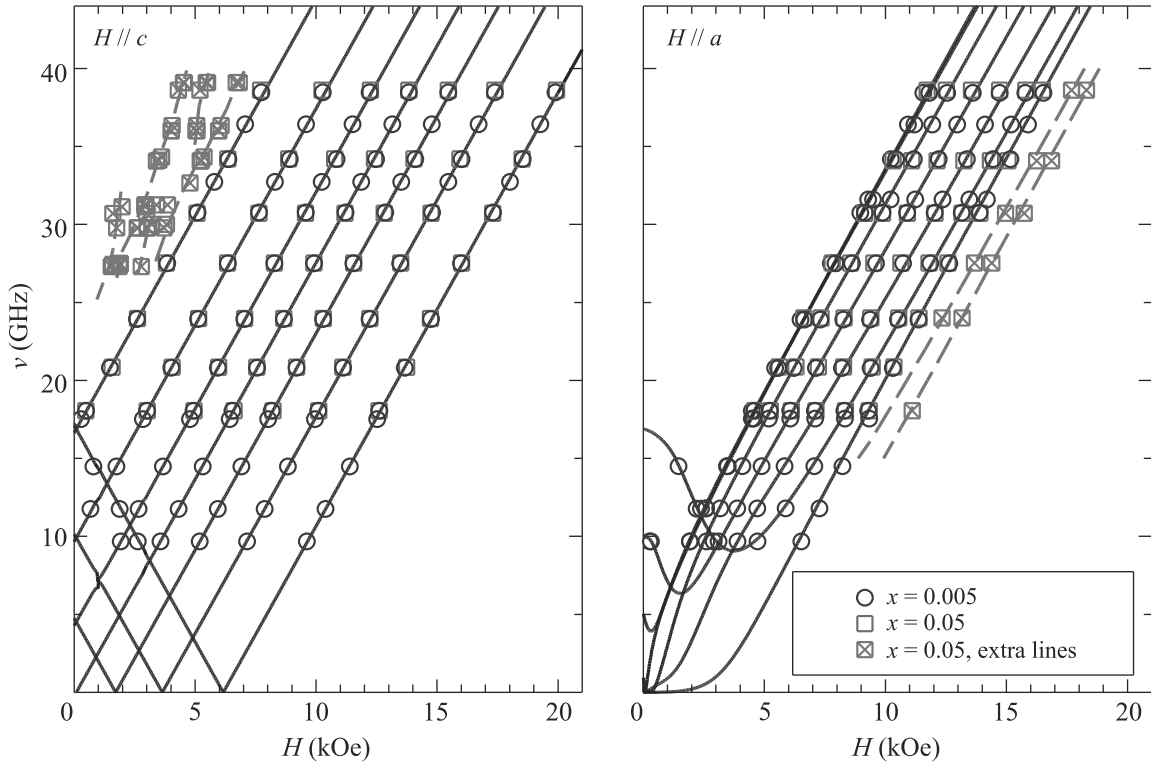


Рис. 3. (Цветной онлайн) Частотно-полевые диаграммы образцов $\text{LiY}_{1-x}\text{Gd}_x\text{F}_4$ с $x = 0.005$ (основные линии показаны символами \circ) и 0.05 (\square), полученные при $T = 4.2\text{ K}$ для двух основных ориентаций образца во внешнем поле. Символы \boxtimes на обеих панелях соответствуют “дополнительным линиям”, присутствующим только в образце с $x = 0.05$. Положения пиков резонансного поглощения, рассчитанные на основе гамильтониана (1) с параметрами, указанными в тексте, показаны сплошными линиями; штриховые линии соответствуют спектрам пар ближайших соседей

торые либо отсутствуют, либо имеют пренебрежимо малую интенсивность в образце с $x = 0.005$. Эти линии отмечены на рис. 2 как “EL” (*extra lines*, дополнительные линии). Их можно, предположительно, отнести к спектрам пар магнитных ионов, связанных дипольным или обменным взаимодействием, так как концентрация таких пар квадратична по x . Положения наиболее четко определенных линий такого типа показаны на общей частотно-полевой зависимости (рис. 3) символами \boxtimes .

Мы провели моделирование спектров ЭПР поглощения, аналогично описанному выше, для пары ионов Gd^{3+} с $S = 7/2$. Спиновый гамильтониан использованной модели учитывал гейзенберговское обменное взаимодействие и дипольное взаимодействие этих ионов, а также одноионную анизотропию для каждого иона и внешнее магнитное поле.

$$\hat{H}_{12} = \sum_{i=1}^2 \hat{H}_{\text{SI}}(\mathbf{S}_i) + J \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 + (g\mu_B)^2 \left[\frac{\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2}{|\mathbf{r}_{12}|^3} - \frac{3(\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{r}_{12})(\mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{r}_{12})}{|\mathbf{r}_{12}|^5} \right]. \quad (2)$$

В использованной модели рассматривались пары спинов как на ближайших, так и на следующих за ближайшими кристаллографических позициях (число этих позиций в LiGdF_4 одинаково и равно $z = 4$) со значениями обменных констант J_{NN} и J_{NNN} , соответственно. Для произвольных ориентаций магнитного поля учитывалось, что некоторые из пар оказываются неэквивалентными при отклонении поля от тетрагональной оси. Параметры одноионной анизотропии и значение g -фактора были ранее определены при анализе одноионных спектров, дипольное взаимодействие полностью определяется структурой кристалла. Таким образом, в модели остаются два свободных параметра: J_{NN} и J_{NNN} .

Моделированные спектры ЭПР для пары ионов со спином $S = 7/2$ содержат большое количество линий поглощения различной интенсивности. Большая часть из них оказывается в интервале полей, в котором наблюдаются интенсивные основные линии поглощения спектров ЭПР одиночных магнитных ионов, и теряются на их фоне. Поэтому мы выделяем для анализа только те компоненты спектра

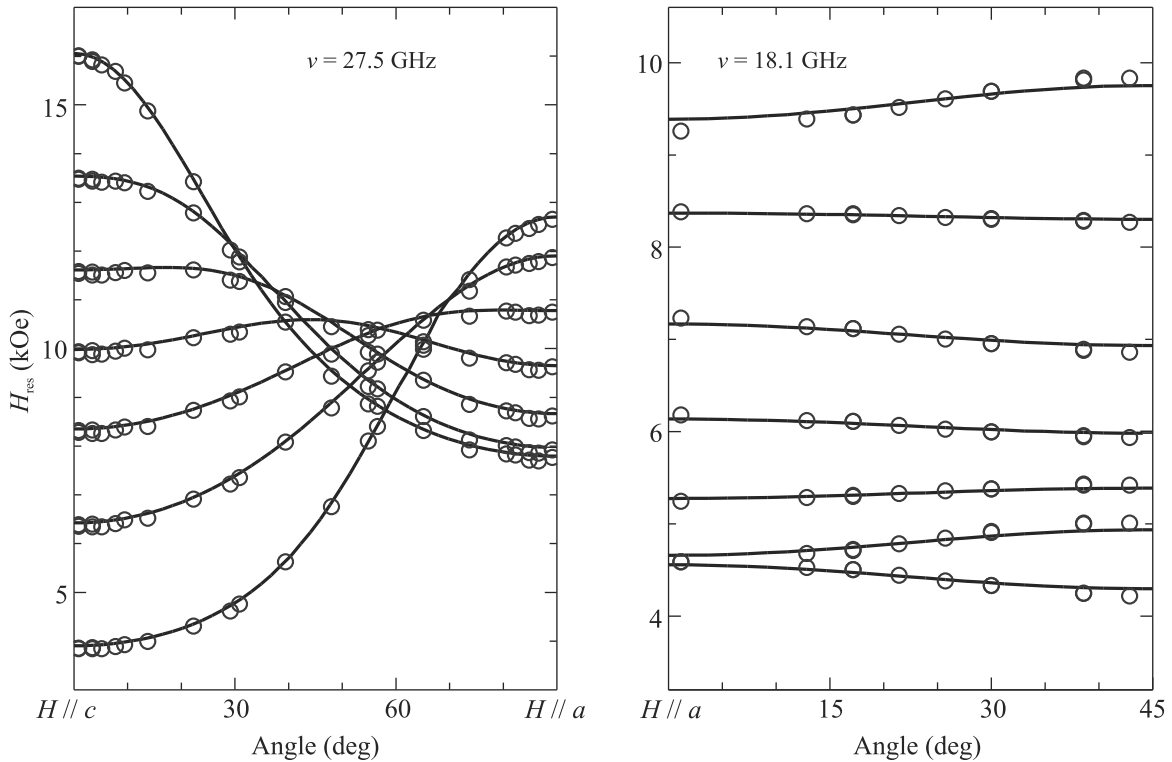


Рис. 4. (Цветной онлайн) Угловые зависимости основных спектральных компонент в $\text{LiY}_{1-x}\text{Gd}_x\text{F}_4$ ($x = 0.005$) при вращении образца от $H \parallel c$ к $H \parallel a$ (левая панель) и в тетрагональной плоскости (правая панель). Резонансные поля показаны кружками, сплошные линии проведены по результатам одноионного моделирования

ЭПР, которые удалены от линий поглощения одиночных ионов. Некоторые из этих линий, в частности, линии поглощения в слабом поле, наблюдаемые при $H \parallel c$, оказались очень чувствительны к величине обменных констант. Примеры таких линий поглощения отмечены на верхней панели рис. 5 стрелками а, б, с. Мы обнаружили, что наблюдаемые положения этих компонент могут быть воспроизведены только в модели, учитывающей обменную связь ближайших соседей. Моделируя спектры поглощения с различными значениями обменной константы J_{NN} , мы построили зависимость положения этих спектральных компонент (рис. 5, нижняя панель), из которой можно определить доверенный интервал для обменной константы J_{NN} : $0.07 \text{ K} \lesssim J_{\text{NN}}/k_B \lesssim 0.08 \text{ K}$ или $J_{\text{NN}} = 1.55(10) \text{ ГГц}$. Положительный знак J указывает на антиферромагнитный характер взаимодействия. Наблюдаемые спектральные компоненты, которые не описываются в модели пары ионов в ближайших позициях (например, линия “d” на рис. 5), могут быть воспроизведены в модели пары ионов в следующей за ближайшими кристаллографической позиции. Однако в результате моделирования оказалось, что положения слабых линий поглощения от тех пар, кото-

рые наблюдаются на фоне интенсивных линий поглощения одиночных ионов, практически не зависят от J_{NNN} .

Чтобы окончательно убедиться в том, что дополнительные слабые спектральные линии действительно связаны с парами ионов гадолиния, мы измерили угловую зависимость спектров резонансного поглощения на фиксированной частоте и сравнили ее с результатами моделирования спектров ЭПР с учетом возможного формирования пар в ближайших и следующих за ближайшими кристаллографических позициях для всех возможных ориентаций пар относительно магнитного поля. При моделировании были приняты следующие параметры обменного взаимодействия: $J_{\text{NN}}/k_B = 0.075 \text{ K}$ и $J_{\text{NNN}} = 0$. На рисунке 6 видно хорошее согласие между экспериментом и результатами моделирования для компонент спектра, надежно определяемых на фоне интенсивного сигнала поглощения от одиночных ионов: большая часть дополнительных спектральных линий следует предсказанным угловым зависимостям. Также для некоторых наиболее четко видимых компонент спектра поглощения по результатам моделирования была получена частотно-полевая зависимость для двух ос-

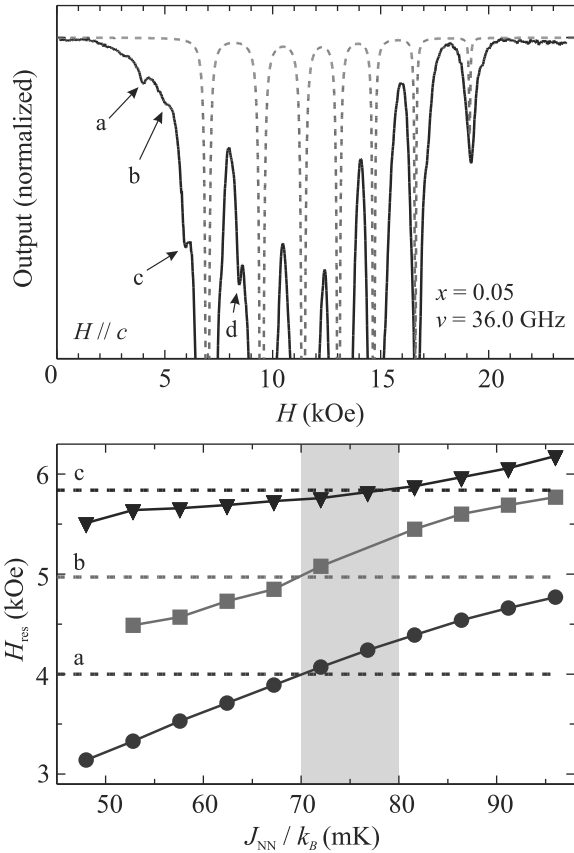


Рис. 5. (Цветной онлайн) Вверху: фрагмент кривой резонансного поглощения в $\text{LiY}_{1-x}\text{Gd}_x\text{F}_4$ ($x = 0.05$) на частоте $\nu = 36.0$ ГГц для $H \parallel c$; наиболее четко видимые дополнительные слабые компоненты поглощения отмечены стрелками, пунктирной линией показан моделированный спектр ЭПР поглощения для одноионной модели. Внизу: Определенные в результате моделирования спектров ЭПР положения линий поглощения а, б, с в зависимости от заложенного в модели параметра обменного взаимодействия ближайших соседей, горизонтальными штриховыми линиями отмечены наблюдаемые положения линий поглощения, закрашенный интервал соответствует согласующимся с экспериментом значениям параметра обменного взаимодействия ближайших соседей J_{NN}

новых направлений магнитного поля $H \parallel c$, а (также для $J_{\text{NN}}/k_B = 0.075$ К, $J_{\text{NNN}} = 0$). Полученные кривые (штриховые линии на рис. 3) также хорошо соответствуют экспериментальным данным.

Теоретический анализ. Для независимой проверки параметров спинового гамильтониана, полученных из ЭПР экспериментов, можно использовать результаты измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости в концентрированном LiGdF_4 . Теоретический анализ этих данных позволяет, в частности, объяснить сильную анизо-

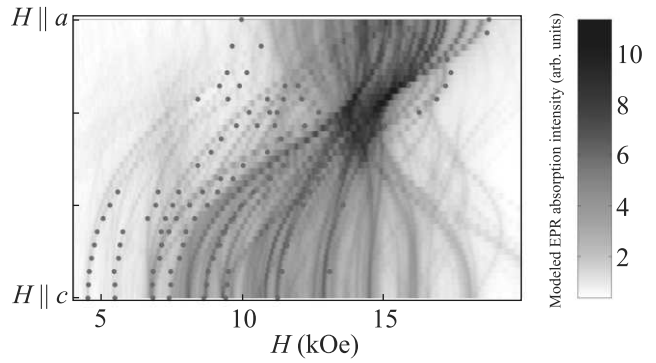


Рис. 6. (Цветной онлайн) Экспериментально определенная угловая зависимость резонансного поля для спектральных компонент, происхождение которых приписывается связанным парам ионов (символы), и результаты моделирования спектров ЭПР поглощения для связанных пар с учетом ближайших и следующих за ближайшими позиций (оттенки цвета); частота $\nu = 39.0$ ГГц, вращение происходит от оси с к оси а. Необходимо отметить, что в экспериментально измеряемом спектре поглощения в интервале полей $7 \div 18$ кЭ доминируют интенсивные линии поглощения от одиночных ионов, что не позволяет последовательно проследить поведение всех слабых линий поглощения

тропию температуры Кюри–Вейсса θ_{CW} , обнаруженную при обработке высокотемпературной части магнитной восприимчивости $\chi \propto 1/(T - \theta_{CW})$, как показано на рис. 1.

Различные взаимодействия в спиновом гамильтониане (обмен, одноионная анизотропия, дипольное взаимодействие) дают аддитивные вклады в температуру Кюри–Вейсса [20, 21]: $\theta_{CW}^\alpha = \theta_{ex} + \theta_{\text{SI}}^\alpha + \theta_{dd}^\alpha$, здесь индекс α обозначает ориентацию приложенного магнитного поля. Соответствующие вклады могут быть вычислены как $\theta_{CW}^\alpha = -C_2^\alpha/C_1$, где $C_1 = S(S+1)/3$ и

$$C_2^\alpha = -\frac{1}{N} \sum_{i,j} \langle (S_i^\alpha S_j^\alpha) \mathcal{H} \rangle_c, \quad (3)$$

где N – полное число магнитных ионов, а $\langle \dots \rangle_c$ – кумулянт вида $\langle AB \rangle_c = \langle AB \rangle_0 - \langle A \rangle_0 \langle B \rangle_0$, где $\langle \dots \rangle_0$ обозначает парамагнитное среднее.

Вклад изотропного обменного взаимодействия определяется стандартным выражением:

$$k_B \theta_{ex} = -\frac{1}{3} (z_{\text{NN}} J_{\text{NN}} + z_{\text{NNN}} J_{\text{NNN}}) S(S+1), \quad (4)$$

где z_{NN} и z_{NNN} – соответствующие координационные числа. Для LiGdF_4 со спином $S = 7/2$ и $z_{\text{NN}} = z_{\text{NNN}} = 4$ получаем $k_B \theta_{ex} = -21(J_{\text{NN}} + J_{\text{NNN}})$. Одноионная анизотропия (1) вносит в значения тем-

пературы Кюри–Вейсса вклады разного знака для двух основных ориентации магнитного поля:

$$k_B\theta_{SI}^c = -2k_B\theta_{SI}^a = \frac{(2S-1)(2S+3)}{15} \times \left[-D_2 - \frac{D_4}{7}(6S^2+6S-5) + \frac{E}{7}(S^2+S+5) \right]. \quad (5)$$

Наконец, учет дипольного взаимодействия приводит к вкладу

$$k_B\theta_{dd}^\alpha = -\frac{(g\mu_B)^2 S(S+1)}{3N} \sum_{i,j} \frac{1}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \left[1 - \frac{3(r_{ij}^\alpha)^2}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \right]. \quad (6)$$

Для вычисления условно сходящейся решеточной суммы в (6) использовался метод суммирования Эвальда (см. [21]). Для исключения сингулярного члена необходимо обращение в ноль размагничивающего фактора $N_\alpha = 0$. Это условие точно выполнено в геометрии нашего эксперимента для магнитного поля, приложенного вдоль обеих оси кристалла a и c . В результате для LiGdF_4 получаем:

$$\theta_{dd}^c = 1.019\text{K}, \quad \theta_{dd}^a = 0.580\text{K}.$$

Если просуммировать все полученные вклады и учесть определяемые с высокой точностью в ЭПР эксперименте параметры одноионной анизотропии, то из определенных экспериментально значений $\theta_{CW}^{c,a}$ можно извлечь параметры обменного взаимодействия. Значение $\theta_{CW}^c = -0.08(5)\text{K}$ дает $(J_{NN} + J_{NNN})/k_B = 0.077(3)\text{K}$, в то время как значение $\theta_{CW}^a = -1.33(5)\text{K}$ соответствует $(J_{NN} + J_{NNN})/k_B = 0.079(3)\text{K}$. Полученные величины оказываются в пределах определенного из ЭПР экспериментов интервала для параметра обменного взаимодействия ближайших соседей $0.07 \leq J_{NN}/k_B \leq 0.08\text{K}$. Следовательно, обменное взаимодействие следующих за ближайшими соседями оказывается очень слабым: $J_{NNN}/k_B \lesssim 0.005\text{K}$. Необходимо отметить, что обменное взаимодействие между ионами гадолиния в LiGdF_4 существенно отличается от известных обменных параметров в родственных системах: обменное взаимодействие между ионами гольмия в изинговской системе LiHoF_4 заметно слабее ($J \sim 1\text{mK}$ [3]), а обменный интеграл в парах Gd-Yb , определенный из ЭПР экспериментов на разбавленном гадолинием соединении $\text{LiY}_{1-x}\text{Yb}_x\text{F}_4$, оценивается как $0.18 \pm 0.12\text{K}$ [18].

Выводы. В результате подробного ЭПР исследования на монокристаллах $\text{LiY}_{1-x}\text{Gd}_x\text{F}_4$ с различной концентрацией магнитных ионов гадолиния ($x = 0.005$ и 0.05), дополненного измерениями статической магнитной восприимчивости в исходном

соединении LiGdF_4 , удалось с высокой точностью определить все параметры спинового гамильтониана, включая g -фактор, константы одноионной анизотропии и гейзенберговского обменного взаимодействия ближайших соседей. Характерные масштабы всех основных магнитных взаимодействий в системе оказываются одного порядка величины. Энергию дипольного взаимодействия можно оценить как $E^{dd} = (g\mu_B S)^2 / r_{NN}^3 \simeq 0.6\text{K}$, энергия обменного взаимодействия ближайших соседей составляет $E_{NN}^{ex} = J_{NN} S^2 \simeq 0.9\text{K}$. Эффект одноионной анизотропии может быть охарактеризован расщеплением между нижними подуровнями $|S_z\rangle = \pm 7/2$ и $\pm 5/2$, величина которого измеряется непосредственно в нашем эксперименте и соответствует наибольшей из щелей на частотно-полевой диаграмме на рис. 3, равной примерно 17ГГц ($\simeq 0.8\text{K}$). Таким образом, полученные результаты доказывают присутствие в LiGdF_4 практически компенсирующих друг друга взаимодействий, что может приводить к задержанному магнитному упорядочению и усиленному магнитокалорическому эффекту, а также способствовать возникновению необычных упорядоченных фаз в этой системе при низких температурах.

Авторы благодарны В. А. Шустову за предоставление данных рентгенографических измерений.

Часть работы (выращивание образцов и ЭПР измерения) была поддержана Российским научным фондом, грант 22-12-00259. Работа по анализу данных (численное моделирование ЭПР спектров) была поддержана Программой фундаментальных исследований ВШЭ. Эксперименты по исследованию намагниченности были поддержаны в рамках Программы стратегического академического лидерства Казанского федерального университета (PRIORITY-2030).

1. A. H. Cooke, D. A. Jones, J. F. A. Silva, and M. R. Wells, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **8**, 4083 (1975).
2. D. Bitko, T. F. Rosenbaum, and G. Aeppli, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 940 (1996).
3. H. M. Rønnow, R. Parthasarathy, J. Jensen, G. Aeppli, T. F. Rosenbaum, and D. F. McMorrow, *Science* **308**, 389 (2005).
4. H. M. Rønnow, J. Jensen, R. Parthasarathy, G. Aeppli, T. F. Rosenbaum, D. F. McMorrow, and C. Kraemer, *Phys. Rev. B* **75**, 054426 (2007).
5. I. Kovacevic, P. Babkevich, M. Jeong, J. O. Piatek, G. Boero, and H. M. Rønnow, *Phys. Rev. B* **94**, 214433 (2016).
6. P. Beauvillain, J. P. Renard, and P. E. Hansen, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **10**, L709 (1977).
7. C. Kraemer, N. Nikseresht, J. O. Piatek et al. (Collaboration), *Science* **336**, 1416 (2012).

8. T. Numazawa, K. Kamiya, P. Shirron, M. DiPirro, and K. Matsumoto, AIP Conf. Proc. **850**, 1579 (2006).
9. P. Shirron, E. Canavan, M. DiPirro, J. Francis, M. Jackson, J. Tuttle, T. King, and M. Grabowski, Cryogenics **44**, 581 (2004).
10. T. Numazawa, K. Kamiya, P. Shirron, and K. Mitsuda, J. Phys.: Conf. Ser. **150**, 012032 (2009).
11. P. Wikus, E. Canavan, S. Trowbridge Heine, K. Matsumoto, and T. Numazawa, Cryogenics **62**, 150 (2014).
12. P. Babkevich, A. Finco, M. Jeong, B. Dalla Piazza, I. Kovacevic, G. Klughertz, K. W. Krämer, C. Kraemer, D. T. Adroja, E. Goremychkin, T. Unruh, T. Strässle, A. Di Lieto, J. Jensen, and H. M. Rønnow, Phys. Rev. B **92**, 144422 (2015).
13. J. S. Gardner, M. J. P. Gingras, and J. E. Greedan, Rev. Mod. Phys. **82**, 53 (2010).
14. S. S. Sosin, L. A. Prozorova, A. I. Smirnov, A. I. Golov, I. B. Berkutov, O. A. Petrenko, G. Balakrishnan, and M. E. Zhitomirsky, Phys. Rev. B **71**, 094413 (2005).
15. C. Keller and H. Scmutz, J. Inorg. Nucl. Chem. **27**, 900 (1965).
16. A. Abragam and B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Clarendon Press, Oxford (1970).
17. S. K. Misra, M. Kahrizi, P. Mikolajczak, and L. Misiak, Phys. Rev. B **32**, 4738 (1985).
18. L. E. Misiak, S. K. Misra, and P. Mikolajczak, Phys. Rev. B **38**, 8673 (1988).
19. L. K. Aminov, M. R. Gafurov, S. L. Korableva, I. N. Kurkin, and A. A. Rodionov, Phys. Solid State **59**, 564 (2017).
20. J. Jensen and A. R. Mackintosh, *Rare Earth Magnetism: Structure and Excitations*, Clarendon Press, Oxford (1991).
21. E. Lhotel, L. Mangin-Thro, E. Ressouche, P. Steffens, E. Bichaud, G. Knebel, J.-P. Brison, C. Marin, S. Raymond, and M. E. Zhitomirsky, Phys. Rev. B **104**, 024427 (2021).

Особенности растекания магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике

А. В. Горбунов¹⁾, А. В. Ларионов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 3 октября 2022 г.

После переработки 17 октября 2022 г.

Принята к публикации 18 октября 2022 г.

С помощью светосильной оптической системы визуализировано растекание в пространстве плотного ансамбля спиновых циклотронных магнитоэкситонов в квантово-холловском диэлектрике при факторе заполнения $\nu = 2$. Обнаружено, что способность распространяться недиффузионным образом на макроскопические расстояния присуща не только экситонам с обобщенным импульсом порядка обратной магнитной длины, формирующим когерентный магнитоэкситонный конденсат, но и экситонам с импульсами, близкими к нулю. Недиффузионное распространение конденсатов магнитоэкситонов в реальном пространстве сопровождается многократным пороговым возрастанием амплитуды отражения света от возмущений. Обсуждаются возможные причины наблюдаемого эффекта.

DOI: 10.31857/S1234567822230033, EDN: mdjiuj

Принципиальный вопрос о возможности бозе-эйнштейновской конденсации экситонов в твердом теле привлек к себе внимание теоретиков в начале 1960-х гг. [1–3], а после выхода в свет пионерских работ Л.В. Келдыша с соавторами [4, 5] он стал одним из наиболее обсуждаемых в научной литературе. Для конденсации необходимо создать плотный долгоживущий ансамбль экситонов и охладить его до температуры фазового перехода в конденсированное состояние, как это было сделано позднее для атомных систем в магнитных ловушках [6, 7]. Очевидно, что эта программа неосуществима в прямозонных полупроводниках из-за короткого излучательного времени жизни экситонов. Поэтому наибольший прогресс в направлении создания плотных экситонных ансамблей был достигнут в сверхвысококачественных непрямозонных полупроводниках типа Ge и Si. Однако из-за долиного вырождения в зоне проводимости Ge и Si в эксперименте наблюдается фазовый переход не в бозе-эйнштейновский конденсат, а в новое конденсированное состояние экситонной материи – электрон-дырочную жидкость [8]. Все попытки исправить ситуацию с долинным вырождением с помощью одноосного давления или внешнего магнитного поля привели лишь к частичному снятию вырождения и наблюдению невольцмановской статистики экситонов [9]. Таким образом, создание бозе-эйнштейновского конденсата экситонов в трехмерных твердотельных системах успехом не увенча-

лось. Большие надежды на возможность формирования новых экситонных конденсированных состояний возникли с появлением высокоподвижных двумерных (2D) систем в квантовых ямах (КЯ) на основе полупроводниковых материалов A_3B_5 и A_2B_6 . Действительно, несомненные успехи в физике двумерных экситонов были достигнуты при создании и исследовании экситон-поляритонных неравновесных конденсатов в КЯ, помещенных в брэгговские резонаторы [10]. Экситон-поляритонные конденсаты по своим свойствам близки к лазерным системам из-за существенного смешивания экситонов со светом, поэтому вопрос о возможности конденсации самих 2D экситонов на данный момент остается открытым. Авторы представленной работы развивают новое направление для решения задачи об экситонной конденсации, предложив конденсировать магнитоэкситоны – возбуждения в двумерных электронных системах (2DЭС), помещенных во внешнее квантующее магнитное поле.

Магнитооптические исследования 2DЭС активно продолжают почти полвека и соответствующая библиография весьма обширна (см., например, обзоры [11, 12]). Теоретически задача о 2D экситоне Ванье–Мотта в поперечном магнитном поле была рассмотрена достаточно давно [13]. Перспективы конденсации магнитоэкситонов выглядели весьма обнадеживающими: свойства 2D газа таких возбуждений оказываются близки к идеальному газу бозонов [14]. Однако в экспериментах применение магнитного поля к “привычным” экситонам, обра-

¹⁾e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

зованным дыркой в валентной зоне и электроном в зоне проводимости, даже в случае долгоживущих пространственно-непрямых экситонов в двойных КЯ GaAs/AlGaAs к конденсации не приводило [15]. Сравнительно недавно появилась идея конденсации циклотронных магнитоэкситонов, у которых электрон и дырка находятся на разных уровнях Ландау в зоне проводимости [16]. Наиболее перспективными с этой точки зрения оказались довольно хорошо изученные, экспериментально и теоретически [17, 18], триплетные циклотронные магнитоэкситоны (ТЦМЭ или спин-флип экситоны) в квантово-холловском диэлектрике (электронный фактор заполнения $\nu = 2$). Они образованы электронной вакансией (ферми-дыркой) на полностью заполненном нулевым электронном уровне Ландау и возбужденным электроном с перевернутым спином на пустом первом уровне Ландау. ТЦМЭ – это нижайшее по энергии возбуждение в системе. Кроме того, ТЦМЭ являются долгоживущими композитными бозонами со спином $S = 1$, время жизни которых достигает миллисекунды [19]. При температурах $T \lesssim 1$ К и концентрациях $n_{\text{ex}} \sim (1-10)\%$ от плотности квантов магнитного потока в фермиевской системе – квантово-холловском изоляторе – формируется магнитоэкситонная фаза, названная *магнетофермионным конденсатом* [19]. Это состояние является экспериментальным примером конденсации композитных бозонов в пространстве обобщенных импульсов q – величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [20]. Макроскопическая когерентность новой фазы проявляется в том, что ее отклик на воздействие внешнего электромагнитного поля выше, по крайней мере, на порядок, чем в разреженном экситонном газе [19]. Недавние интерферометрические исследования [21] показали, что длина когерентности в обнаруженном конденсате составляет не менее 10 мкм.

Отличительной особенностью этого конденсата является его способность растекаться из области фотовозбуждения в объем квантово-холловского изолятора на макроскопические расстояния. В работе [19] было продемонстрировано распространение конденсата на ≈ 2 мм, т.е. фактически на весь размер исследовавшегося образца. Первые эксперименты по визуализации растекания [22] показали, что механизм переноса – недиффузионный. Во-первых, транспортная длина ТЦМЭ в конденсированном состоянии, по крайней мере, на три порядка больше, чем длина диффузии магнитоэкситонов в газовой фазе. Во-вторых, пространственный профиль плотности конденсата абсолютно не соответствует гаус-

совому распределению. Экспериментальная оценка скорости перемещения экситонов внутри широкого пятна накачки дает значение $\gtrsim 10^3$ см/с [23]. Столь быстрый перенос спина на макроскопические расстояния, безусловно, интересен, но вопрос о физической природе этого необычного явления остается открытым и требует дальнейших исследований.

Настоящая работа посвящена изучению закономерностей распространения магнетофермионного (магнитоэкситонного) конденсата в квантово-холловском диэлектрике с помощью оптической визуализации картины растекания с высоким пространственным разрешением.

В экспериментах исследовалась высококачественная гетероструктура, содержащая одиночную, симметрично легированную, КЯ GaAs/AlGaAs шириной 31 нм с концентрацией электронов в 2D канале $n_e = 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и темновой подвижностью $\mu_e = 1.5 \cdot 10^7$ см 2 /В·с. Образец размером $\sim 3 \times 3$ мм устанавливался в оснащенную оптическим окном вставку с жидким ^3He , которая, в свою очередь, помещалась в ^4He -криостат со сверхпроводящим соленоидом. Эксперименты проводились в диапазоне температур T от 0.55 до 1.5 К в магнитном поле B до 6 Тл, перпендикулярном плоскости КЯ.

В качестве оптического источника для формирования ансамбля неравновесных циклотронных магнитоэкситонов и возбуждения сигнала фотолуминесценции (ФЛ) использовался одномодовый лазерный диод (длина волны $\lambda \simeq 780$ нм), а для контроля резонансного отражения – перестраиваемый непрерывный полупроводниковый лазер “Toptica DL Pro” с шириной линии 1 МГц. Высокая пространственная когерентность последнего затрудняет наблюдение изображения образца в отраженном свете из-за паразитной интерференции и спекл-структуры. Для снижения степени когерентности луч зондирующего лазера фокусировался на вращающуюся пластину из матового стекла в пятно, изображение которого передавалось в криостат. Внутри вставки с ^3He была установлена светосильная двухлинзовая проекционная система, с помощью которой свет от лазеров накачки и зондирования фокусировался на поверхность образца. Подробное описание системы приведено в работах [22, 24]. Минимальный размер пятна накачки на образце мог достигать $\simeq 5$ мкм. Размер пятна зондирования подбирался так, чтобы однородно заполнять поле зрения оптической системы ($\simeq 190$ мкм). С помощью той же пары линз излучение резонансного отражения и ФЛ выводилось наружу в виде параллельного пучка. Увеличенное изображение образца ($\times 30$) проецировалось длинно-

фокусным объективом на входную щель решеточно-го спектрометра с охлаждаемой ПЗС-камерой. Для подавления сигнала отражения от поверхности образца использовалась пара скрещенных линейных поляризаторов, помещенных вне криостата: один – на входе, в луче зондирующего лазера, а другой – на выходе, в отраженном пучке. Вышедшее из криостата излучение пропускать через интерференционный светофильтр с шириной полосы 10 нм и центральной длиной волны 820 нм, чтобы отрезать свет от лазера накачки. Нужно особо подчеркнуть высокую чувствительность измерительной системы к точности фокусировки на поверхность образца, погруженного в жидкий ^3He . Для плавного перемещения вдоль оптической оси столика с образцом был сконструирован специальный узел механической подачи. При оптимальной настройке удавалось приблизиться к расчетному пространственному разрешению $\simeq 1$ мкм (см. [21]).

Впервые спин-флип экситон в квантовом холловском диэлектрике ($\nu = 2$) был обнаружен с помощью неупругого рассеяния света (НРС) [17, 25]. Возможно, его удалось бы диагностировать по спектру поглощения, приготовив структуру с брэгговским зеркалом, расположенным за КЯ, как это было сделано в работе [26]. Оба метода отличаются технической сложностью. В наших экспериментах основным способом обнаружения ТЦМЭ является фотоиндуцированное резонансное отражение (ФРО) [27] света, соответствующего оптическому переходу “0–0” между состояниями нулевых уровней Ландау тяжелой дырки в валентной зоне и электрона в зоне проводимости, при включенной накачке. Этот метод детектирует фотовозбужденные ферми-дырки, входящие в состав циклотронных магнитоэкситонов (сами триплетные магнитоэкситоны являются “темными” квазичастицами, не взаимодействующими в дипольном приближении с электромагнитным полем). При этом ФРО не позволяет определить, какой именно обобщенный импульс q имеют магнитоэкситоны, в состав которых входят эти ферми-дырки. Между тем, минимум дисперсионной зависимости ТЦМЭ находится не при $q = 0$, а вблизи обратной магнитной длины, $q_{\min} \simeq 1/l_B$ [28]. В поле 4 Тл магнитная длина $l_B = \sqrt{c\hbar/eB} \simeq 10^{-6}$ см, т.е. для релаксации нужно отдать довольно большой импульс. В ходе экспериментальных исследований выяснилось, что наряду с ФРО необходимо одновременно регистрировать спектры фотолюминесценции 2DЭС. Именно из них оказывается возможным определить функцию распределения магнитоэкситонов по обоб-

щенным импульсам. При возникновении в системе неравновесных возбуждений в спектрах ФЛ появляются особенности, связанные с трансляционно-инвариантными трехчастичными комплексами, построенными из темного триплетного магнито-экситона и дополнительной ферми-дырки [29, 30]. Существуют два вида таких комплексов. Если проекции спинов обеих дырок на ось магнитного поля совпадают, то две ферми-дырки образуют спиновой триплет. Если же проекции спинов противоположны, образуется спиновой синглет. Триплетное по дыркам трехчастичное состояние является трионом (Т). Электрон, входящий в трион, не может участвовать в плазменных колебаниях. Энергия триона не несет информации об обобщенном импульсе входящего в него магнитоэкситона. Фактически, интенсивность линии Т учитывает полную плотность магнитоэкситонов. Синглетное по дыркам состояние является плазмароном (Pln), поскольку фотовозбужденный электрон из триплетного магнитоэкситона может рекомбинировать с одной из ферми-дырок, передавая энергию и импульс новой электрон-дырочной паре (плазменное колебание). Плазмарон можно рассматривать как магнитоплазмон, связанный с дополнительной ферми-дыркой. Спектр ФЛ плазмарона в отличие от триона несет информацию как о полном числе магнитоэкситонов, так и о функции распределения плазмаронов по энергиям. Из нее, в свою очередь, получается функция распределения входящих в плазмарон магнитоэкситонов по обобщенным импульсам q , которые они имели к моменту формирования плазмарона [30]. В работе [31] было показано, что в разреженном газе триплетных магнитоэкситонов не происходит полной термализации из-за невозможности одновременно удовлетворить условиям сохранения энергии и импульса. При оптической накачке создаются неравновесные ТЦМЭ с импульсом $q \simeq 0$, а релаксация в нижайшее энергетическое состояние становится возможной только за счет экситон-экситонного рассеяния по достижении некоторой критической экситонной плотности [32]. В результате ансамбль ТЦМЭ состоит из магнитоэкситонов с обобщенными импульсами, близкими к нулю, и магнитоэкситонов в энергетическом минимуме с импульсами порядка обратной магнитной длины. Доказано экспериментально [31], что быстрый перенос экситонной плотности на большие расстояния осуществляется только теми ТЦМЭ, что заполняют энергетический минимум вблизи обобщенных импульсов $q_{\min} \sim 1/l_B$. Таким образом, именно появление в спектре ФЛ интенсивной плазмаронной полосы с выраженным максимумом в области q_{\min}

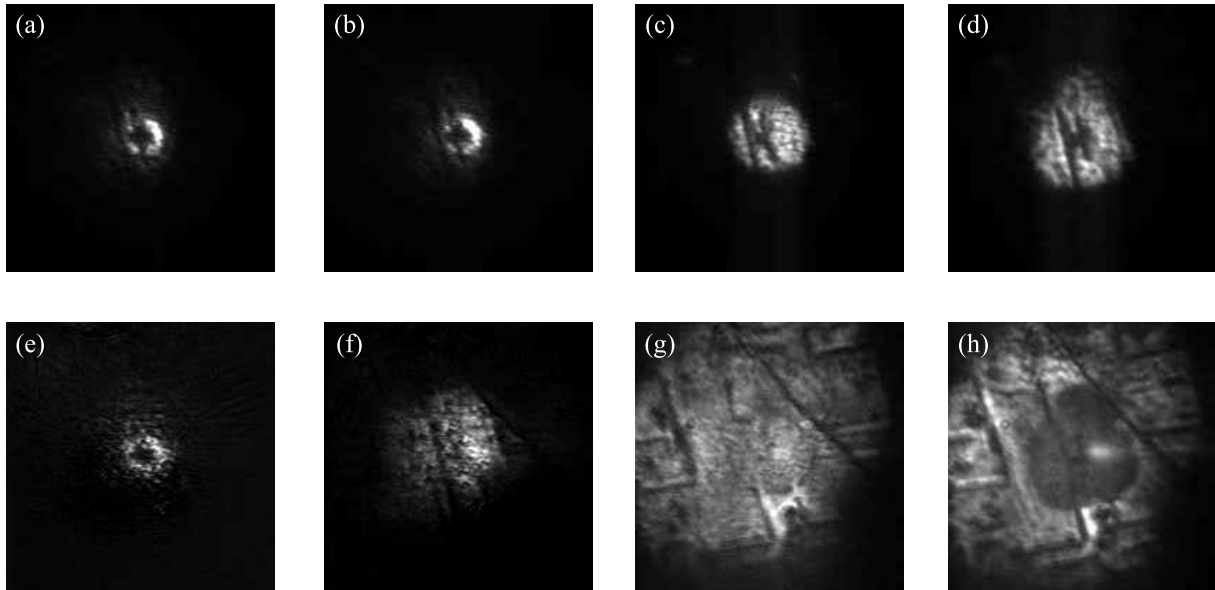


Рис. 1. Изображения образца в свете ФРО на длинах волн λ_{\max} (a)–(d) и λ_2 (e)–(h) при мощности накачки $P_{\text{pump}} = 0.3$ (a), (e), 0.5 (b), (f), 1.5 (c), (g) и 10 мкВт (d), (h). Размер стороны кадра – 185 мкм. $B = 4.25$ Тл. $T = 0.55$ К

является необходимым признаком формирования магнитоэкситонного конденсата.

Использование в эксперименте проекционной оптической системы с высоким пространственным разрешением и прецизионной настройкой на резкость позволило обнаружить качественно новые закономерности растекания магнитоэкситонного конденсата. В данном случае профиль лазерного пятна хорошо описывался гауссовым распределением с шириной 10 мкм по уровню 0.5 от максимума и 30 мкм по основанию. Размер области фотовозбуждения совпадает с пятном ФЛ, а распределение интенсивности ФЛ соответствует распределению интенсивности лазера. При измерениях ФРО обычная процедура настройки в резонанс с оптическим переходом “0–0” заключается в нахождении длины волны зондирующего лазера λ_{\max} , на которой сигнал, регистрируемый спектрально, по интенсивности лазерной линии в отраженном от образца пучке, максимален. На рисунке 1a–d показано, как в этом случае пространственное распределение интенсивности ФРО меняется при варьировании мощности оптической накачки P_{pump} . При самых малых мощностях наблюдается неоднородное круглое кольцо, диаметр которого составляет около 30 мкм. С ростом мощности фотовозбуждения яркость кольца нарастает, затем оно превращается в диск, диаметр которого постепенно увеличивается и может вырасти в 1.5–2 раза. Само пятно не выглядит совершенно однородным: в нем различима структура из тонких темных линий. Картина пространственно-

го распределения сигнала ФРО кардинально меняется при отстройке зондирующего лазера на длину волны λ_2 , которая меньше λ_{\max} на 0.2–0.3 нм (рис. 1e–h). Если при самых малых накачках качественных отличий не наблюдается, то с ростом P_{pump} возгорается гораздо более широкая площадь образца, изрезанная сеткой из тонких линий, ориентированных перпендикулярно друг другу. Размер этой области быстро увеличивается с накачкой, пока не заполнит все поле зрения.

Наблюдаемые картины растекания триплетных циклотронных магнитоэкситонов на рис. 1 можно объяснить, вспомнив результаты работы [31], в которой было показано, что ансамбль ТЦМЭ состоит из магнитоэкситонов с обобщенными импульсами, близкими к нулю, и магнитоэкситонов в энергетическом минимуме с импульсами порядка обратной магнитной длины. Причем быстрый перенос экситонной плотности на большие расстояния осуществляется только последними. Очевидно, при регистрации ФРО на длине волны λ_2 детектируются именно ТЦМЭ с импульсами $q_{\min} \sim 1/l_B$, тогда как на длине волны λ_{\max} регистрируется отражение от магнитоэкситонов с импульсами $q \simeq 0$. Первые демонстрируют способность к растеканию на сотни микрон и более в соответствии с полученными ранее результатами [19, 22]. Однако из картин распределения сигнала ФРО, приведенных на рис. 1, следует также, что и ТЦМЭ с малой величиной обобщенного импульса распространяются в пространстве далеко не три-

виально. Распределение ТЦМЭ с малыми импульсами не имеет ничего общего с диффузией. По существу, плотность ТЦМЭ в пространстве описывается ступенчатой функцией, а диаметр плато на два порядка величины превосходит длину свободного пробега одиночного ТЦМЭ в разреженном экситонном газе [19]. Таким образом, можно предположить, что в плотном ансамбле ТЦМЭ растекание экситонов с малыми импульсами также имеет коллективный характер. Это наблюдение качественно подтверждает теоретическое утверждение, сделанное в работе [33], о том, что при $\nu = 2$ должно существовать два типа конденсированных состояний: одно из которых формируется из ТЦМЭ с $q \simeq 0$, а второе – это магнито-экситонный конденсат с $q_{\min} \sim 1/l_B$.

Результаты, приведенные на рис. 2, демонстрируют, как растут с мощностью накачки интенсивность сигнала ФРО, регистрируемого спектрально, и площадь области ФРО, измеряемая с помощью визуализации, при настройке зондирующего лазера на λ_{\max} (рис. 2а) и λ_2 (рис. 2б). Качественно все эти зависимости похожи и имеют пороговый характер. На длине волны λ_{\max} порог находится около 1 мкВт. Для спектральной интенсивности ниже порога наблюдается слабый сублинейный рост, в диапазоне от 0.6 до 1.5 мкВт сигнал возрастает приблизительно в 7 раз, а дальше остается неизменным. При этом площадь пятна ФРО фактически постоянна как ниже, так и выше порога, а возрастание на пороге составляет приблизительно 3 раза. На длине волны λ_2 порог наблюдается при 0.4 мкВт, а возрастание как спектрального сигнала, так и площади происходит почти в 20 раз. Очевидно, что на длине волны λ_2 уже при 1.5 мкВт размеры пятна ФРО начинают превышать пределы поля зрения, поэтому как интенсивность сигнала ФРО, так и площадь растекания выходят здесь на горизонтальную полку.

Из показанных на рис. 2б зависимостей следует, что магнитоэкситоны, сконденсировавшиеся в энергетическом минимуме вблизи $q_{\min} \sim 1/l_B$, при превышении порога конденсации сразу же начинают растекаться на макроскопические расстояния и с ростом мощности накачки (т.е. с ростом экситонной плотности в пятне фотовозбуждения) разбегаются все дальше. Спектральный сигнал ФРО нарастает синхронно с площадью пятна растекания, т.е. в первом приближении концентрация этих возбуждений остается постоянной. Конденсация ТЦМЭ с импульсами $q \simeq 0$ наступает при мощности накачки, большей приблизительно в 2 раза. Пятно ФРО пороговым образом увеличивается в 1.5–2 раза и дальше не растет. Интенсивность сигнала ФРО ведет себя похо-

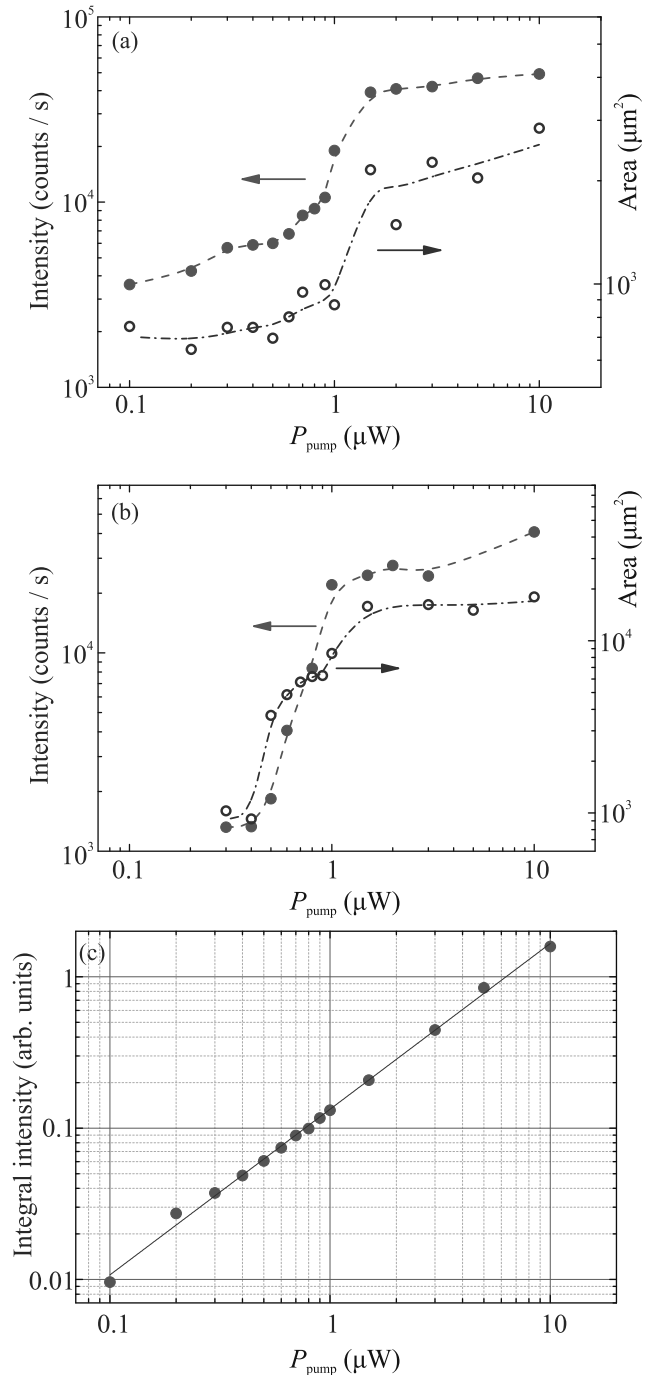


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости от мощности накачки P_{pump} : интенсивности сигнала ФРО и площади пятна растекания для двух длин волн зондирующего света, (а) – λ_{\max} и (б) – λ_2 (точки – эксперимент, линии проведены для удобства); (с) – интегральной интенсивности ФЛ (точки – эксперимент, прямая – результат подгонки линейной функцией). $B = 4.25$ Тл. $T = 0.55$ К

жим образом, но возрастает на пороге существенно сильнее. Получается, что в этом случае плотность

магнитоэкситонов внутри пятна увеличивается в 2–3 раза.

Для извлечения дополнительной информации были проведены измерения спектров ФЛ. При этом входной щелью спектрального прибора из изображений, показанных на рис. 1, вырезалась узкая вертикальная полоска, проходящая через центр области фотовозбуждения. На рисунке 3

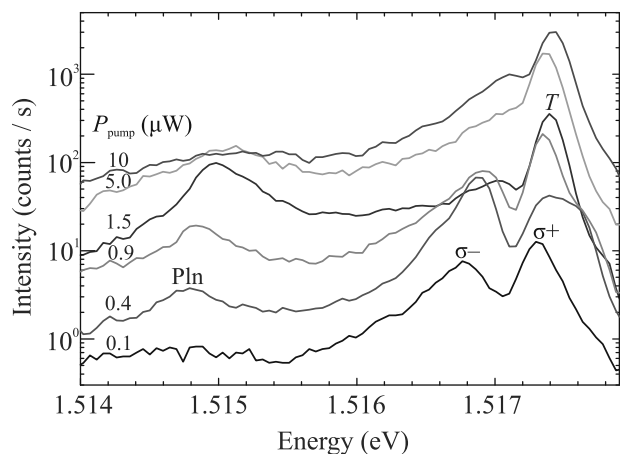


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры ФЛ в зависимости от мощности накачки P_{pump} . $B = 4.25$ Тл. $T = 0.55$ К

приведена серия спектров ФЛ, измеренных при увеличении мощности накачки от 0.1 до 10 мкВт. При самых низких мощностях в спектре наблюдается обычный одночастичный дублет в σ^+ и σ^- циркулярных поляризациях. Но, уже начиная с 0.3 мкВт, в σ^+ -поляризации появляется плечо, связанное с образованием триона (Т), а в σ^- -поляризации обнаруживается слабая полоса плазмарона (Pln), смещенная от линии одночастичного перехода на 2 мэВ в сторону меньших энергий. Вблизи 1 мкВт интенсивность плазмарона становится сравнимой с интенсивностью одночастичной σ^- -линии, а при 1.5 мкВт плазмарон становится уже более интенсивным. Дальнейшее наращивание мощности ведет к постепенному ослаблению и уширению полосы Pln. При 10 мкВт она почти исчезает, тогда как одночастичная σ^- -линия вновь появляется.

Получается, что магнитоэкситонный конденсат, формирующийся вблизи $q_{\text{min}} \sim 1/l_B$ уже при плотности мощности фотовозбуждения $\lesssim 0.5$ Вт/см², начинает растекаться на десятки микрон. С ростом накачки пятно растекания быстро увеличивается и к 1.5 мкВт достигает размеров поля зрения. Синхронное возрастание спектральной интенсивности сигнала ФРО напрямую связано с увеличением площади пятна растекания. ТЦМЭ с малыми обобщенными импульсами также демонстрируют пороговое возрастание

сигнала ФРО с накачкой. Выход на горизонтальную полку при мощности около 1.5 мкВт коррелирует с достижением максимальной интенсивности плазмарона в спектре ФЛ. Начиная с этой мощности фотовозбуждения, только некоторая фиксированная часть ТЦМЭ остается в области импульсов $q \simeq 0$ и занимает в реальном пространстве пятно диаметром около 50 мкм, а все остальные триплетные магнитоэкситоны попадают в энергетический минимум, где конденсируются и потому быстро вытекают из поля зрения.

Основной вопрос связан с тем, почему в области порога увеличение мощности накачки в 2–3 раза приводит к росту отражения в 7 и даже в 20 раз. На рисунке 2с приведена зависимость от мощности накачки интегральной интенсивности сигнала ФЛ. Видно, что она очень близка к линейной и никаких скачков на ней не наблюдается. Отсюда следует, что и концентрация фотовозбужденных ТЦМЭ должна линейно расти с накачкой. Одно из объяснений, высказанное изначально [19] и развитое позднее в теоретических работах [33, 34], состоит в том, что при наличии в системе случайного потенциала именно переход от некогерентного магнитоэкситонного газа к когерентной конденсатной фазе должен приводить к существенному возрастанию оптического поглощения. Можно также предположить, что наблюдаемое столь сильное пороговое возрастание сигнала ФРО связано с перераспределением отраженного света в угловом пространстве, например, с концентрацией отражения вблизи нормали к поверхности образца. Подобные эффекты связаны обычно с возникновением в системе пространственной когерентности. В качестве примеров можно привести теоретические и экспериментальные результаты [35, 36]. Недавно наличие высокой пространственной когерентности в исследуемом магнитоэкситонном конденсате было подтверждено экспериментально [21], но очевидно, что для проверки высказанного предположения требуются дополнительные исследования.

Авторы благодарны В. Д. Кулаковскому за полезные обсуждения полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 21-12-00368.

1. С. А. Москаленко, ФТТ **4**, 276 (1962).
2. J. M. Blatt, K. W. Böer, and W. Brandt, Phys. Rev. **126**, 1691 (1962).
3. R. C. Casella, J. Phys. Chem. Solids **24**, 19 (1963).
4. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, Письма в ЖЭТФ **5**, 238 (1967).
5. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, ЖЭТФ **54**, 978 (1968).

6. E. A. Cornell and C. E. Wieman, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 875 (2002).
7. W. Ketterle, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002).
8. Н. Н. Сибельдин, *УФН* **187**, 1236 (2017).
9. V. D. Kulakovskii and V. B. Timofeev, in: *Electron-Hole Droplets in Semiconductors*, ed. by C. D. Jeffries and L. V. Keldysh, North-Holland, Amsterdam (1983), p. 95.
10. H. Deng, H. Haug, and Y. Yamamoto, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1489 (2010).
11. I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, *Adv. Phys.* **45**, 147 (1996).
12. A. Arora, *J. Appl. Phys.* **129**, 120902 (2021).
13. I. V. Lerner and Yu. E. Lozovik, *ЖЭТФ* **78**, 1167 (1980).
14. I. V. Lerner and Yu. E. Lozovik, *ЖЭТФ* **80**, 1488 (1981).
15. L. V. Butov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, K. L. Campman, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. B* **60**, 8753 (1999).
16. S. Dickmann, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 166801 (2013).
17. L. V. Kulik, S. Dickmann, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, A. B. Van'kov, A. L. Parakhonsky, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **72**, 073304 (2005).
18. S. Dickmann and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **71**, 241310 (2005).
19. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Nat. Commun.* **7**, 13499 (2016).
20. J. E. Avron, I. W. Herbst, and B. Simon, *Ann. Physics* **114**, 431 (1978).
21. А. В. Горбунов, А. В. Ларионов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **114**, 479 (2021).
22. L. V. Kulik, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, A. V. Gorbunov, V. V. Solovyev, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Sci. Rep.* **8**, 10948 (2018).
23. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, and I. V. Kukushkin, *Appl. Phys. Lett.* **114**, 062403 (2019).
24. A. V. Gorbunov, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, L. V. Kulik, S. Dickmann, and V. B. Timofeev, *Annalen der Physik* **531**, 1800443 (2019).
25. M. A. Eriksson, A. Pinczuk, B. S. Dennis, S. H. Simon, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2163 (1999).
26. J. G. Groshaus, P. Plochocka-Polak, M. Rappaport, V. Umansky, I. Bar-Joseph, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Y. Gallais, and A. Pinczuk, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 156803 (2007).
27. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, *Sci. Rep.* **4**, 10354 (2015).
28. C. Kallin, and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).
29. A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, V. E. Bisti, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 196802 (2016).
30. V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, M. D. Velikanov, A. S. Zhuravlev, A. V. Gorbunov, S. Schmult, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **98**, 205303 (2018).
31. А. С. Журавлев, В. А. Кузнецов, А. В. Горбунов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 260 (2019).
32. S. Dickmann and B. D. Kaysin, *JETP Lett.* **114**, 585 (2021).
33. S. Dickmann, L. V. Kulik, and V. A. Kuznetsov, *Phys. Rev. B* **100**, 155304 (2019).
34. S. Dickmann, *JETP Lett.* **109**, 63 (2019).
35. J. Keeling, L. S. Levitov, and P. B. Littlewood, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 176402 (2004).
36. V. B. Timofeev and A. V. Gorbunov, *Phys. Stat. Sol. (c)* **5**, 2379 (2008).

Релаксационные процессы и когерентные спиновые манипуляции для триплетных Si-C дивакансий в карбиде кремния, десятикратно обогащенном изотопом ^{13}C

Р. А. Бабунц⁺, Ю. А. Успенская⁺¹⁾, А. П. Бундакова⁺, Г. В. Мамин^{*}, А. Н. Анисимов⁺, П. Г. Баранов⁺

⁺Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

^{*}Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 1 октября 2022 г.

После переработки 19 октября 2022 г.

Принята к публикации 20 октября 2022 г.

Когерентные спиновые манипуляции ансамблей центров окраски в виде нейтральных $V_{\text{Si}}-V_{\text{C}}$ дивакансий со спином $S = 1$ в гексагональном политипе карбида кремния 6H-SiC, обогащенном изотопом ^{13}C (12%), были изучены в сильных магнитных полях с использованием методов электронного спинового эха и осцилляций Раби. Эксперименты с осцилляциями Раби показывают, что спиновая когерентность создается в SiC с десятикратно повышенной концентрацией изотопа ^{13}C с ядерным магнитным моментом. Измерены времена спин-решеточной релаксации T_1 и спин-спиновой релаксации T_2 в условиях оптического выстраивания спинов: $T_1 \sim 5$ мс и $T_2 \sim 15$ мкс, $T = 150$ К, магнитное поле ~ 3 Тл. Оптическое выстраивание населенностей спиновых уровней позволяет манипулировать электронными и ядерными спинами в условиях окружающей среды с помощью оптического, микроволнового и радиочастотного излучения.

DOI: 10.31857/S1234567822230045, EDN: mdmmae

Спиновые центры окраски атомных размеров в карбиде кремния (SiC) являются перспективными квантовыми объектами для многочисленных применений в качестве сенсоров магнитного поля, температуры, а также в качестве кубитов (кудитов) для квантовых вычислений [1–21]. В SiC имеются два семейства спиновых центров окраски со спинами $S = 1$ [1, 4, 9, 11] и $S = 3/2$ [2, 6–8, 10–12, 14–21], обладающие уникальными свойствами оптического выстраивания населенностей спиновых уровней, приводящего к нарушению распределения Больцмана и к гигантской зависимости люминесценции центров окраски от вида распределения населенностей уровней. Эти эффекты позволяют с помощью оптического, микроволнового и радиочастотного излучения манипулировать электронными и ядерными спинами в условиях окружающей среды. Структура нейтральной дивакансии в виде ковалентно связанной ближайшей пары кремниевых и углеродных вакансий в основном триплетном состоянии в 6H-SiC была установлена в работе [1] и подтверждена в 4H-SiC в работе [22]. Возможны три конфигурации дивакансий $V_{\text{Si}}-V_{\text{C}}$, ориентированных вдоль оси c , так называемое семейство P6 центров [23]: (k1k1), (k2k2), (hh)

с симметрией C_{3v} , которые исследовались в настоящей работе. Символами k1, k2 и h обозначены две квазикубические и гексагональная позиции углерода и кремния в гексагональном политипе 6H-SiC.

Одной из задач квантовой информатики и сенсорики является достижение длительного времени спиновой когерентности (T_2) для спиновых центров в SiC. В ряде алгоритмов применения спиновых центров в SiC для квантовой обработки информации рассматривается возможность использования ядерных спинов ^{13}C в качестве долговременной памяти, подобно тому, как это было сделано в алмазе на NV-центрах [24, 25]. Изучение влияния повышения содержания изотопа с ядерным магнитным моментом на релаксационные характеристики спиновых центров является одной из центральных задач, так как когерентные свойства спиновых центров окраски в SiC в значительной степени определяются наличием изотопов с ядерными магнитными моментами кремния ^{29}Si (природное содержание 4.7%) и углерода ^{13}C (1.1%). Ожидается уменьшение времен спиновой релаксации при увеличении содержания изотопов ^{29}Si и ^{13}C . Однако длинные времена релаксации необходимы для управления ядерными и электронными спиновыми состояниями при использовании спиновых центров в качестве сенсоров, кубитов,

¹⁾e-mail: yulia.uspenskaia@mail.ioffe.ru

а также для создания гироскопов на ядерных спинах. Для применения квантовых свойств ядер необходима инженерия по обогащению изотопами с ядерными магнитными моментами, при этом важно оценить предельные концентрации этих изотопов, существенно не изменяющие когерентные свойства спиновых центров. В настоящей работе исследуются релаксационные свойства спиновых центров нейтральных дивакансий в триплетном основном состоянии кристаллов 6H-SiC, обогащенных изотопом ^{13}C до 12%. Ранее в нашей работе [26] были представлены результаты исследования сверхтонких (СТ) электронно-ядерных взаимодействий для нейтральных дивакансий $V_{\text{Si}}-V_{\text{C}}$ в 6H-SiC с более чем десятикратным увеличенным содержанием ^{13}C . Изотоп ^{13}C был выбран в связи с большим магнитным моментом по сравнению с ^{29}Si , сильными сверхтонкими взаимодействиями [26] и возможностью увеличения его содержания более чем на порядок, оставаясь в разумных пределах концентраций ^{13}C . Ограничением концентрации ^{13}C также является сильное уширение линий, которое приведет к одной широкой линии ОДМР с отсутствием разрешенных сверхтонких компонент от ^{13}C .

Исследовались кристаллы 6H-SiC номинально нелегированные n -типа, обогащенные изотопом ^{13}C до 12%, свойства которых описаны в нашей предыдущей работе [26]. Измерения проводились на спектрометре Elexsys E680, работающем на частоте 94 ГГц в стационарном и импульсном режимах. Оптическое возбуждение подавалось на образец, помещенный в резонатор спектрометра, по держателю образца, играющему роль световода. Таким образом, освещался весь образец, размер которого $0.2 \times 0.2 \times 1 \text{ мм}^3$. Для измерений спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), времени спин-решеточной релаксации (T_1), спин-спиновой релаксации (T_2) и осцилляций Раби в SiC использовалось электронное спиновое эхо (ЭСЭ).

На рисунке 1 приведен зарегистрированный по ЭСЭ (*electron spin echo*, ESE) в W -диапазоне (94 ГГц) спектр ЭПР нейтральных дивакансий $V_{\text{Si}}-V_{\text{C}}$ со спином $S = 1$ в кристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом ^{13}C (12%), в условиях выстраивания населенностей спиновых уровней непрерывным оптическим возбуждением лазером с длиной волны 808 нм при ориентации магнитного поля $\sim B \parallel c$ и температуре 150 К. На верхней вставке рис. 1 представлена импульсная последовательность для регистрации ЭСЭ. Для сравнения черной линией показан спектр ЭПР в отсутствие оптического возбуждения. В отсутствие света все линии ЭПР имеют одинаковую фазу, так как характеризуют оптическое погло-

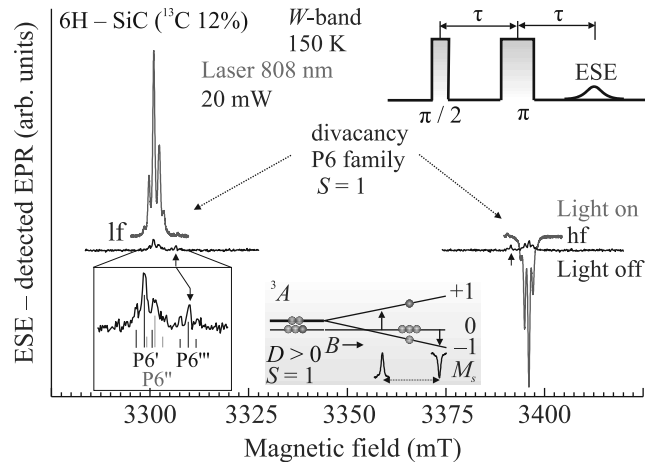


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зарегистрированный по ЭСЭ (ESE) в W -диапазоне (94 ГГц) спектр ЭПР нейтральных дивакансий $V_{\text{Si}}-V_{\text{C}}$ со спином $S = 1$ в кристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом ^{13}C (12%), при непрерывном оптическом возбуждении лазером с длиной волны 808 нм в ориентации $\sim B \parallel c$ (красная линия). Черной линией показан спектр ЭПР в отсутствие оптического возбуждения. Имеются три центра из семейства P6: P6', P6'', P6''' (см. вставку в увеличенном масштабе). На верхней вставке представлена импульсная последовательность для регистрации ЭСЭ, на нижней вставке приведена схема энергетических уровней и кружками условно показано оптическое выстраивание населенностей спиновых уровней для P6' и P6'' центров

щение микроволновой энергии, в то же время оптическое возбуждение приводит к резкому усилению сигнала ЭПР вследствие отклонения населенностей спиновых уровней от распределения Больцмана и инвертированию фазы для высокополевых переходов, что объясняется наличием излучения энергии вместо поглощения для этих переходов. В спектрах ЭПР (рис. 1) отчетливо проявляется сверхтонкая (СТ) структура ^{13}C для семейства P6 центров в виде взаимодействия с тремя атомами углерода, расположенными в ближайшем окружении вакансии кремния, входящей в нейтральную дивакансию $V_{\text{Si}}-V_{\text{C}}$. Атомы углерода находятся в эквивалентных позициях вдоль связей, отвернутых на 70° от оси c . Наблюдаются три центра из семейства P6: P6', P6'', P6''' (см. вставку рис. 1), при этом центр P6''' не является оптически активным при возбуждении лазером с длиной волны 808 нм. На нижней вставке приведена схема энергетических уровней и кружками условно показано оптическое выстраивание населенностей спиновых уровней для P6 и P6' центров.

Спиновый гамильтониан, описывающий спектр ЭПР на рис. 1, имеет вид [11]:

$$\hat{H} = g_e \mu_B \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{S}} + D[\hat{S}_z^2 - (1/3)S(S+1)] + \sum_i (\hat{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{A}_{iC13} \cdot \hat{\mathbf{I}}_{iC13}). \quad (1)$$

Здесь $\hat{\mathbf{S}}$ – оператор спина электрона с $S = 1$, g_e – изотропный электронный g -фактор, μ_B – магнетон Бора. Первое слагаемое описывает зеемановское взаимодействие для электронов, второе слагаемое характеризует тонкую структуру вследствие взаимодействия с тригональным кристаллическим полем. СТ структура в спектрах ЭПР описывается последними членами спинового гамильтониана под знаком суммирования. Представлены операторы ядерного спина ^{13}C ($I_C = 1/2$), расположенные в ближайшей координационной сфере относительно положений вакансии кремния в составе дивакансии, \mathbf{A}_i – тензор, описывающий СТ взаимодействие с i -ми атомами углерода. Параметры СТ структуры для ^{13}C приведены в работе [26]. В кристаллах с природным содержанием изотопов в спектрах ЭПР также разрешена СТ структура от взаимодействия с ^{29}Si во второй координационной сфере. В кристалле, обогащенном ^{13}C , эта структура не проявляется из-за большой ширины линий ЭПР, поэтому это взаимодействие не включено в спиновый гамильтониан (1).

Без внешнего магнитного поля ($B = 0$) основное состояние $S = 1$ расщепляется из-за наличия аксиального кристаллического поля, расщепление между подуровнями $M_S = 0$ и $M_S = \pm 1$ равно D . Оптическое возбуждение приводит к изменению населенностей (выстраиванию) спиновых состояний упомянутых центров окраски в SiC, в результате избыточно населяется уровень $M_S = 0$ и опустошаются уровни $M_S = \pm 1$ (нижняя вставка на рис. 1). В наших экспериментах для P6' и P6'' центров параметр D равен $440 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ и $430 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, соответственно [26]. Параметры СТ структуры для изотопа ^{13}C , находящегося в ближайшем окружении вакансии кремния в составе дивакансии (один из трех атомов углерода), приведены в работе [26]: для P6' центров $A_{\parallel} \approx 114 \text{ МГц}$, $A_{\perp} \approx 49 \text{ МГц}$, где параллельная ориентация (A_{\parallel}) соответствует направлению связи на атом углерода, составляющий угол 110° с осью c кристалла.

На рисунке 2 приведены результаты измерения времен релаксации T_1 и T_2 для нейтральной дивакансии $\text{V}_{\text{Si}}-\text{V}_{\text{C}}$ с $S = 1$ (P6-центр) в кристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом ^{13}C (12%), при непрерывном оптическом возбуждении лазером с длиной волны 808 нм в ориентации близкой к $B \parallel c$ и при температуре 150 К. Измерения T_2 проводились с использованием стандартной двухимпульсной последовательности для ЭСЭ: $\pi/2 - \tau - \pi$, где значения τ ва-

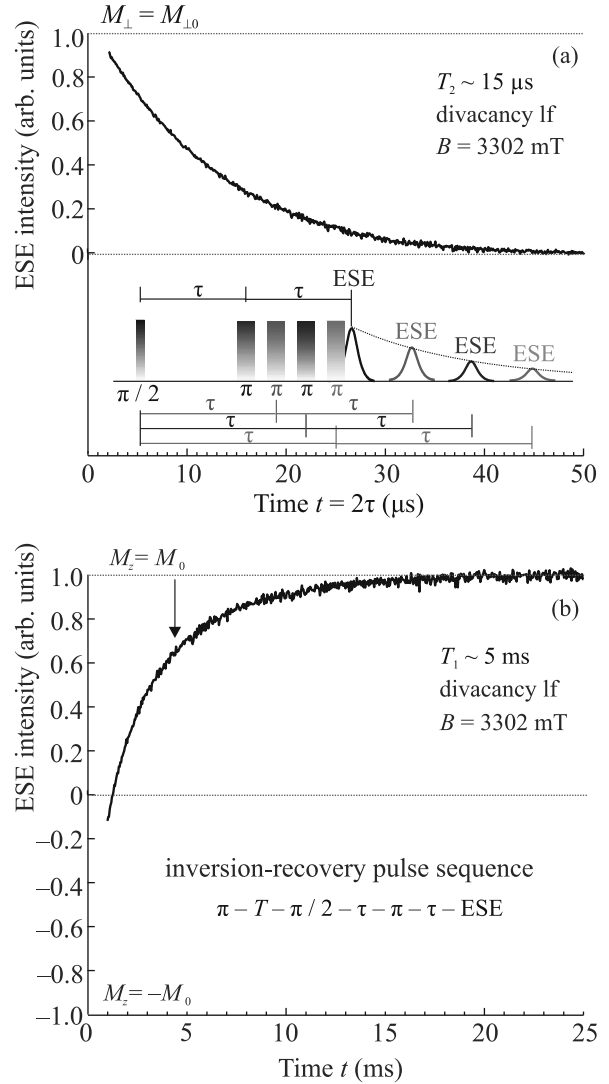


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Релаксация поперечной намагниченности M_{\perp} нейтральной дивакансии $\text{V}_{\text{Si}}-\text{V}_{\text{C}}$ с $S = 1$ (P6'-центр) в кристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом ^{13}C (12%), в W диапазоне (94 ГГц) при непрерывном оптическом возбуждении лазером с длиной волны 808 нм и мощностью 20 мВт в ориентации близкой к $B \parallel c$ и при температуре 150 К. Внизу условно показан результат серии двухимпульсных экспериментов ЭСЭ с различными значениями временного интервала τ между $\pi/2$ и π импульсами. (б) – Восстановление намагниченности M_z после π импульса СВЧ при тех же условиях. Намагниченность M_z выводят из равновесия, так что она инвертируется. Система возвращается в состояние равновесия с характерным временем T_1

рировались от 200 нс до 40 мкс с шагом 40 нс. На рисунке 2а представлена релаксация поперечной намагниченности M_{\perp} со временем спин-спиновой релаксации T_2 . Импульс СВЧ $\pi/2$ переводит намагни-

ченность в плоскость XU , в результате намагниченность M_{\perp} перпендикулярна B_0 и вращается с лармовской частотой f_L . При тепловом равновесии намагниченность в плоскости XU должна быть равна нулю, и система вернется в это положение с характерным временем T_2 (время спин-спиновой или поперечной релаксации). На вставке рис. 2а схематически показано затухание сигнала ЭСЭ в зависимости от 2τ , условно показан результат серии двухимпульсных экспериментов ЭСЭ с различными значениями временного интервала τ между $\pi/2$ и π импульсами [11]. Значения T_2 были получены аппроксимацией измеренных кривых спада ЭСЭ по формуле $y = A \times \exp(-2\tau/T_2)$. Для измерения T_1 интенсивность сигнала ЭСЭ контролировалась путем применения импульсной последовательности $\pi-T-\pi/2-\tau-\pi$, где T варьировалась от 900 нс до примерно 1 мс и $\tau = 200$ нс. Первый импульс создает инверсную населенность и ЭСЭ, генерируемое вторым и третьим импульсами, контролирует восстановление населенностей до теплового равновесия. Значения T_1 были получены по формуле $y = B \times [1 - \exp(-T/T_1)]$ аппроксимацией измеренных кривых распада ЭСЭ. На рисунке 2b показано восстановление намагниченности M_z после π -импульса СВЧ. Намагниченность M_z выводит из равновесия, так что она инвертируется, это называется метод “инверсия-восстановление” (*inversion-recovery pulse sequence*) ($M_z = -M_0$). Система возвращается в состояние равновесия с характерным временем T_1 (время спин-решеточной или продольной релаксации). Значения T_1 получены аппроксимацией измеренных кривых ЭСЭ по формуле $y = A \times [1 - 2 \exp(-t/T_1)]$.

Когерентные свойства спиновой системы наиболее наглядно проявляются в осцилляциях Раби, которые являются циклическим поведением двухуровневой квантовой системы в присутствии колебательного поля возбуждения. Осцилляции Раби являются основным инструментом, используемым для манипулирования кубитами (кудитами), и имеют решающее значение в квантовых вычислениях, их получают путем воздействия на спиновые кубиты периодическим магнитным полем в течение определенного интервала времени. Для обнаружения осцилляций Раби, как правило, используется ЭСЭ [11]. Осцилляции Раби, с одной стороны, фиксируют создание когерентной спиновой системы, которой можно манипулировать, а, с другой стороны, позволяют определить продолжительность $\pi/2$ - и π -импульсов, что необходимо для экспериментов по ЭСЭ.

На рисунке 3 показаны осцилляции Раби для низкополювого перехода $M_S = 0 \rightarrow M_S = +1$ нейтральной дивакансии

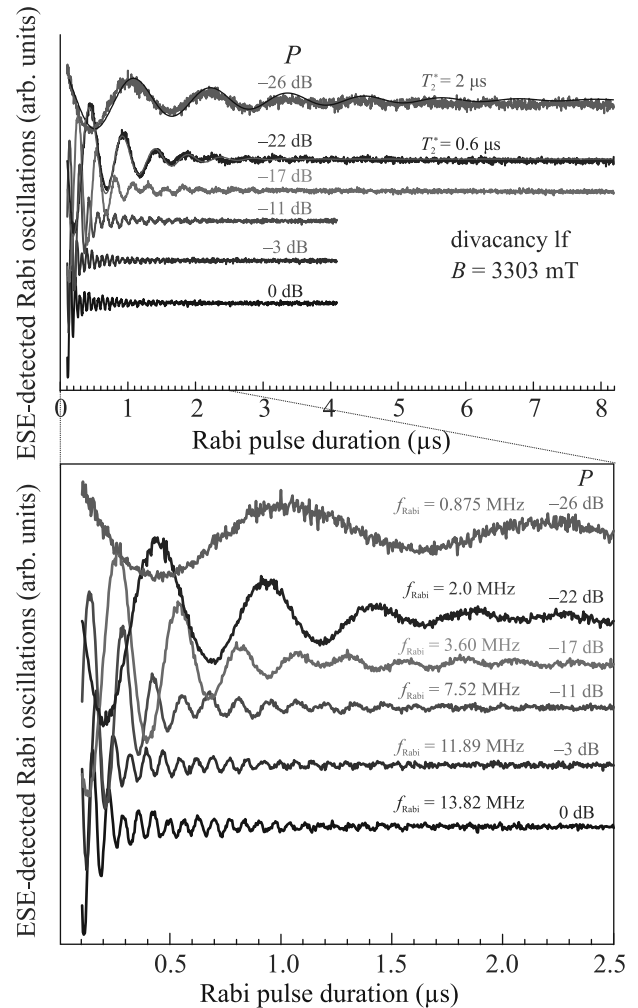


Рис. 3. (Цветной онлайн) Осцилляции Раби при температуре 150 К для низкополювого перехода $M_S = 0 \rightarrow M_S = +1$ нейтральной дивакансии $V_{Si}-V_C$ ($P6'$ -центра) в кристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом ^{13}C (12%) при непрерывном оптическом возбуждении лазером 808 нм с мощностью 20 мВт в ориентации $\sim B \parallel c$ и при температуре 150 К. Внизу представлены осцилляции Раби в увеличенном масштабе при малых длительностях импульса СВЧ. Указаны частоты Раби и относительные мощности СВЧ (P), а также выполнение соотношения частот Раби и мощностей СВЧ в виде $f_R(P1)/f_R(P2) = (P1/P2)^2$. Для двух мощностей (-26 и -22 дБ) в верхней части рисунка представлены симулированные зависимости осцилляций Раби

ной дивакансии $V_{Si}-V_C$ ($P6'$ -центра) в кристалле 6H-SiC, обогащенном изотопом ^{13}C (12%) при непрерывном оптическом возбуждении лазером 808 нм в ориентации $\sim B \parallel c$ и при температуре 150 К. На рисунке 3 внизу представлены осцилляции Раби в увеличенном масштабе на малых длительностях импульса СВЧ. Там же приведены частоты Раби и относи-

тельные мощности СВЧ (P). На рисунке 3 приведено ослабление мощности в дБ. Полная мощность соответствует 0 дБ, мощность используемого генератора ~ 150 мВт, однако не вся мощность доходит до образца. Сигнал затухает экспоненциально с постоянной времени T_2^* согласно $I = C \sin(\omega_R t) \times \exp(-t/T_2^*)$, где $f_R = |\gamma|B_1$, $\omega_R = 2\pi f_R$. Для $P = -26$ дБ: $f_R = 0.875$ МГц, $\omega_R = 2\pi \times 0.875 = 5.50$ МГц, $T_2^* = 2$ мкс, для $P = -22$ дБ: $f_R = 2.0$ МГц, $\omega_R = 2\pi \times 2.0 = 12.6$ МГц, $T_2^* = 0.6$ мкс. Для данных мощностей в верхней части рис. 3 представлены смоделированные зависимости осцилляций Раби. В работе [27] было показано, что затухание осцилляций Раби для ансамблей спиновых кубитов (T_2^*) зависит от мощности микроволн (от частоты Раби); этот эффект назван *driven decoherence*, или управляемой декогеренцией. Рассмотрены механизмы, приводящие к такому типу декогеренции, показано, что наличие случайных неоднородностей в системе дипольно-связанных спинов объясняет наблюдаемые эффекты.

Согласно [10, 28], в качестве простейшей точки отсчета, с которой будет производиться сравнение концентрации ядерного спинового бассейна в SiC, целесообразно использовать азотно-вакансионные (NV) центры в алмазе [24]. Эффективная концентрация ядерного спинового бассейна SiC оценивается как $\rho_{\text{SiC}} = 0.5 \times \eta_V (\rho_{\text{C13}} + \rho_{\text{Si29}} \times \eta_\gamma)$, где $\eta_\gamma = (\gamma_{\text{Si29}}/\gamma_{\text{C13}})^2 = 0.63$, объемное расширение элементарной ячейки SiC по сравнению с алмазом можно выразить как отношение $\eta_V = (d_{\text{C-C}}/d_{\text{Si-C}})^3 = 0.55$, где $d_{\text{Si-C}} = 1.88$ Å и $d_{\text{C-C}} = 1.54$ Å, а Si-C и C-C – длины связи в SiC и алмазе, соответственно. Меньшее гироманнитное отношение ^{29}Si ($\gamma_{\text{Si29}} = -2\pi \times 0.85$ кГц/Гс) по сравнению с ^{13}C ($\gamma_{\text{C13}} = 2\pi \times 1.07$ кГц/Гс) снижает скорость переворота ядерных спинов бассейна ^{29}Si . Эффективная концентрация ядерных спинов SiC аналогична концентрации алмаза ($\rho_{\text{SiC}} = 0.5 \times 0.55(1.1 + 4.7 \times 0.63) = 1.12\%$), т.е. $\rho_{\text{SiC}}/\rho_{\text{diamond}} \approx 1$. Следовательно, бассейн ядерных спинов в SiC с естественным содержанием изотопа должен вызывать такую же скорость декогерентизации электронного спина, как ^{13}C в алмазе с естественным содержанием изотопа. Несмотря на то, что природное содержание ^{29}Si примерно в 4 раза больше, чем ^{13}C , время T_2 спиновых центров окраски в SiC существенно не снижается. При увеличении содержания ^{13}C в ~ 11 раз отношение $\rho_{\text{SiC}}/\rho_{\text{diamond}}$ увеличивается только в ~ 4 раза ($\rho_{\text{SiC}} = 0.5 \times 0.55(12 + 4.7 \times 0.63) = 4.11\%$), т.е. в SiC увеличение содержания изотопа ^{13}C оказывает меньшее влияние на времена релаксации по сравнению с NV-центрами в алмазе при аналогичном изменении концентрации ^{13}C .

В работах [29, 30] рассмотрены механизмы, ограничивающие времена релаксации для NV-центров в алмазе. Показано, что обратная величина $T_2(T_2^*)$ пропорциональна концентрации ^{13}C с константой, характеризующей силу магнитного дипольного взаимодействия между электронным спином NV-центра и ядерными спинами ^{13}C . Этот эффект начинает проявляться только при низких концентрациях азота (меньше 1 ppm), когда времена релаксации перестают зависеть от концентрации азота ($T_2 \approx 160$ мкс). Ожидается, что и при увеличении содержания ^{13}C обратная величина $T_2(T_2^*)$ будет увеличиваться пропорционально концентрации ^{13}C .

Целесообразно сравнить релаксационные характеристики нейтральных дивакансий, полученные в настоящей работе, с характеристиками спиновых центров с $S = 3/2$ в SiC с природным содержанием изотопов, измеренными в тех же условиях (94 ГГц, ЭСЭ, 150 К, $B \sim 3$ Тл): $T_1 = 0.76$ мс, $T_2 = 6.2$ мкс [31, 32]. Времена T_1 и T_2 для $S = 1$ центров в упомянутых условиях до настоящего времени не измерялись, имеющиеся данные для измерений в низких магнитных полях [9] находятся в том же диапазоне времен, что и полученные в настоящей работе. Оптически активные спиновые центры с $S = 3/2$ в SiC представляют собой отрицательно заряженные вакансии кремния, которые имеют возмущение в виде дефекта, расположенного вдоль оси c кристалла, в позиции углерода, не связанного ковалентно с вакансией кремния [11, 12]. В работах [11, 12] считается, что этим дефектом является нейтральная вакансия углерода в непарамагнитном состоянии. Также есть предположение, что это может быть дефект перестановки (*antisite defect*) [33]. Видно, что релаксационные характеристики в SiC с природным содержанием изотопов короче, чем времена, полученные в SiC, более чем десятикратно обогащенном изотопом ^{13}C (12%): $T_1 = 5$ мс, $T_2 = 15$ мкс. Результаты измерений релаксационных характеристик для центров с $S = 3/2$ в SiC, обогащенном изотопом ^{13}C (12%), которые были получены параллельно с настоящими исследованиями, будут опубликованы в следующей работе.

Заключение. Продемонстрированы когерентные спиновые манипуляции ансамблей нейтральных дивакансий со спином $S = 1$ в кристалле 6H-SiC в сильных магнитных полях при более чем десятикратном увеличении содержания изотопа ^{13}C с ядерным магнитным моментом. Известно, что при малых концентрациях азота < 1 ppm содержание изотопа ^{13}C существенно изменяет времена спиновой релаксации NV-центров в алмазе. Такой же

эффект ожидается и в SiC, однако, при увеличении содержания ^{13}C в ~ 11 раз эффективный бассейн ядерных спинов $\rho_{\text{SiC}}/\rho_{\text{diamond}}$ увеличивается только в 4 раза, т.е. в SiC увеличение содержания изотопа ^{13}C оказывает меньшее влияние на времена релаксации по сравнению с NV-центрами в алмазе. Полученные времена $T_1 \sim 5$ мс и $T_2 \sim 15$ мкс при $T = 150$ К в высоком магнитном поле близки к соответствующим характеристикам для спиновых центров окраски в кристаллах SiC с природным содержанием изотопов [32].

Авторы работы выражают благодарность Мохову Евгению Николаевичу за предоставление образцов карбида кремния и полезные дискуссии.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 20-12-00216).

1. P. G. Baranov, I. V. Il'in, E. N. Mokhov, M. V. Muzafarova, S. B. Orlinskii, and J. Schmidt, JETP Lett. **82**, 441 (2005).
2. P. G. Baranov, A. P. Bundakova, I. V. Borovykh, S. B. Orlinskii, R. Zondervan, and J. Schmidt, JETP Lett. **86**, 202 (2007).
3. J. R. Weber, W. F. Koehl, J. B. Varley, A. Janotti, B. B. Buckley, C. G. van de Walle, and D. D. Awschalom, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **107**, 8513 (2010).
4. W. F. Koehl, B. B. Buckley, F. J. Heremans, G. Calusine, and D. D. Awschalom, Nature **479**, 84 (2011).
5. P. G. Baranov, A. P. Bundakova, A. A. Soltamova, S. B. Orlinskii, I. V. Borovykh, R. Zondervan, R. Verberk, and J. Schmidt, Phys. Rev. B **83**, 125203 (2011).
6. V. A. Soltamov, A. A. Soltamova, P. G. Baranov, and I. I. Proskuryakov, Phys. Rev. Lett. **108**, 226402 (2012).
7. D. Riedel, F. Fuchs, H. Kraus, S. Vath, A. Sperlich, V. Dyakonov, A. A. Soltamova, P. G. Baranov, V. A. Ilyin, and G. V. Astakhov, Phys. Rev. Lett. **109**, 226402 (2012).
8. H. Kraus, V. A. Soltamov, D. Riedel, S. Vath, F. Fuchs, A. Sperlich, P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, Nat. Phys. **10**, 157 (2014).
9. D. J. Christle, A. L. Falk, P. Andrich, P. V. Klimov, J. U. Hassan, N. T. Son, E. Janzen, T. Ohshima, and D. D. Awschalom, Nat. Mater. **14**, 160 (2015).
10. M. Widmann, S.-Y. Lee, T. Rendler, N. T. Son, H. Fedder, S. Paik, L.-P. Yang, N. Zhao, S. Yang, I. Booker, A. Denisenko, M. Jamali, S. A. Momenzadeh, I. Gerhardt, T. Ohshima, A. Gali, E. Janzen, and J. Wrachtrup, Nat. Mater. **14**, 164 (2015).
11. P. G. Baranov, H. J. von Bardeleben, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, *Magnetic Resonance of Semiconductors and Their Nanostructures: Basic and Advanced Applications*, Springer Series in Materials Science, Springer-Verlag GmbH Austria (2017), v. 253.
12. V. A. Soltamov, B. V. Yavkin, D. O. Tolmachev, R. A. Babunts, A. G. Badalyan, V. Yu. Davydov, E. N. Mokhov, I. I. Proskuryakov, S. B. Orlinskii, and P. G. Baranov, Phys. Rev. Lett. **115**, 247602 (2015).
13. S. A. Tarasenko, A. V. Poshakinskiy, D. Simin, V. A. Soltamov, E. N. Mokhov, P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, Phys. Status Solidi B **255**, 1700258 (2018).
14. V. A. Soltamov, C. Kasper, A. V. Poshakinskiy, A. N. Anisimov, E. N. Mokhov, A. Sperlich, S. A. Tarasenko, P. G. Baranov, G. V. Astakhov, and V. Dyakonov, Nat. Commun. **10**, 678 (2019).
15. H. Singh, A. N. Anisimov, S. S. Nagalyuk, E. N. Mokhov, P. G. Baranov, and D. Suter, Phys. Rev. B **101**, 134110 (2020).
16. H. Singh, A. N. Anisimov, I. D. Breev, P. G. Baranov, and D. Suter, Phys. Rev. B **103**, 104103 (2021).
17. H. Singh, M. A. Hollberg, A. N. Anisimov, P. G. Baranov, and D. Suter, Phys. Rev. Research **4**, 023022 (2022).
18. A. N. Anisimov, V. A. Soltamov, I. D. Breev, M. M. Khalisov, R. A. Babunts, A. V. Ankudinov, and P. G. Baranov, JETP Lett. **108**, 610 (2018).
19. A. N. Anisimov, R. A. Babunts, I. D. Breev, V. A. Soltamov, E. N. Mokhov, and P. G. Baranov, JETP Lett. **112**, 774 (2020).
20. R. A. Babunts, A. N. Anisimov, I. D. Breev, A. S. Gurin, A. P. Bundakova, M. V. Muzafarova, E. N. Mokhov, and P. G. Baranov, JETP Lett. **114**, 463 (2021).
21. I. D. Breev, K. V. Likhachev, V. V. Jakovleva, I. P. Veishtort, A. M. Skomorokhov, S. S. Nagalyuk, E. N. Mokhov, G. V. Astakhov, P. G. Baranov, and A. N. Anisimov, JETP Lett. **114**, 274 (2021).
22. N. T. Son, P. Carlsson, J. ul Hassan, E. Janzen, T. Umeda, J. Isoya, A. Gali, M. Bockstedte, N. Morishita, T. Ohshima, and H. Itoh, Phys. Rev. Lett. **96**, 055501 (2006).
23. V. S. Vainer and V. A. Il'in, Sov. Phys. Solid State **23**, 2126 (1981).
24. A. Gruber, A. Drabenstedt, C. Tietz, L. Fleury, J. Wrachtrup, and C. von Borczyskowski, Science **276**, 2012 (1997).
25. S. Pezzagna and J. Meijer, Appl. Phys. Rev. **8**, 011308 (2021).
26. Р. А. Бабунц, Ю. А. Успенская, А. С. Гурин, А. П. Бундакова, Г. В. Мамин, А. Н. Анисимов, Е. Н. Мохов, П. Г. Баранов, Письма в ЖЭТФ **116**, 481 (2022).
27. H. De Raedt, B. Barbara, S. Miyashita, K. Michielsen, S. Bertaina, and S. Gambarelli, Phys. Rev. B **85**, 014408 (2012).
28. L.-P. Yang, C. Burk, M. Widmann, S.-Y. Lee, J. Wrachtrup, and N. Zhao, Phys. Rev. B **90**, 241203(R) (2014).

29. J.F. Barry, J.M. Schloss, E. Bauch, M.J. Turner, C.A. Hart, L.M. Pham, and R.L. Walsworth, *Rev. Mod. Phys.* **92**, 015004 (2020).
30. G. Balasubramanian, P. Neumann, D. Twitchen, M. Markham, R. Kolesov, N. Mizuochi, J. Isoya, J. Achard, J. Beck, J. Tessler, V. Jacques, P. R. Hemmer, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, *Nat. Mater.* **8**, 383 (2009).
31. V.A. Soltamov, B.V. Yavkin, G.V. Mamin, S.B. Orlinskii, I. D. Breev, A.P. Bundakova, R.A. Babunts, A.N. Anisimov, and P.G. Baranov, *Phys. Rev. B* **104**, 125205 (2021).
32. V.A. Soltamov, B.V. Yavkin, A.N. Anisimov, H. Singh, A.P. Bundakova, G.V. Mamin, S.B. Orlinskii, E.N. Mokhov, D. Suter, and P.G. Baranov, *Phys. Rev. B* **103**, 195201 (2021).
33. A. Csóré, N.T. Son, and A. Gali, *Phys. Rev. B* **104**, 035207 (2021).

Критерий поверхностного электронного транспорта в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6

В. В. Глушков⁺¹⁾, В. С. Журкин⁺, А. Д. Божко⁺, О. Е. Кудрявцев⁺, Б. В. Андриюшечкин⁺, Н. С. Комаров⁺,
В. В. Воронов⁺, Н. Ю. Шицевалова*, В. Б. Филипов*

⁺Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

*Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАНУ, 03142 Киев, Украина

Поступила в редакцию 12 октября 2022 г.

После переработки 19 октября 2022 г.

Принята к публикации 20 октября 2022 г.

В результате исследований гальваномагнитных свойств монокристаллических образцов SmB_6 с различной ориентацией граней в диапазоне температур 1.9–3.6 К выделены удельные сопротивления поверхностей, отвечающих кристаллографическим плоскостям (100), (110), (111) и (211). Показано, что эффективные параметры носителей заряда, определяющие поверхностную проводимость в SmB_6 , зависят как от ориентации поверхности, так и от способа ее обработки. Обнаружено, что травление полированных полярных поверхностей, образованных плоскостями (100), приводит к уменьшению концентрации и росту подвижности поверхностных носителей заряда n -типа при 1.9 К от значений $113/a^2$ и $1.12 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ до $0.76/a^2$ и $18 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ соответственно (параметр решетки $a \approx 4.134 \text{ \AA}$). Для подвергнутых травлению неполярных поверхностей, отвечающих плоскостям (110) и (111), выявлено превышение предельной концентрации поверхностных носителей заряда, приведенной к размеру поверхностной зоны Бриллюэна, в 2.3 и 3.9 раза соответственно. Указанный параметр предложено использовать в качестве простого критерия при идентификации особенностей электронного транспорта, обусловленных нетривиальной топологией зонной структуры SmB_6 .

DOI: 10.31857/S1234567822230057, EDN: mdqjtg

1. Гексаборид самария является классическим соединением с сильными электронными корреляциями, в котором вырождение состояний ионов самария с разным числом $4f$ -электронов ($4f^6$ и $4f^5$) приводит к нецелочисленной валентности $\nu(\text{Sm}) \approx 2.6$ [1, 2]. Открытие щели в зонном спектре SmB_6 ($\varepsilon_g \approx 19 \text{ мэВ}$ [3]) в режиме $4f/5d$ -гибридизации позволяет отнести его к классу коррелированных узкозонных полупроводников с аномально высокими значениями эффективных масс электронов ($\sim 30m_0$) [4] и дырок ($\sim 1500m_0$, m_0 – масса свободного электрона) [5]. Однако при гелиевых температурах активационная зависимость удельного сопротивления $\rho \sim \exp(\Delta/k_B T)$ ($\Delta = 3.5 \div 6 \text{ мэВ}$ [3–6]), типичная для невырожденного полупроводника, сменяется переходом к постоянным значениям $\rho \sim 10 \div 100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, регистрируемым при $T < 5 \text{ К}$ для монокристаллов независимо от способа их роста [3–6].

Необычные свойства SmB_6 в основном состоянии принято объяснять в рамках модели коррелированного топологического изолятора (ТИ), согласно которой конечную проводимость при низких

температурах определяют поверхностные электроны с линейной дисперсией, возникающей из-за нетривиальной топологии зонной структуры SmB_6 с Z_2 инвариантом (1; 111) [7]. Наличие дираковских состояний подтверждается данными фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (см., например, [8, 9]), подавлением поверхностной проводимости в монокристаллах с магнитными примесями [10] и эффектами нелокальной проводимости вследствие изменения геометрии токовых путей при переходе от объемного электронного транспорта к поверхностному [11]. Быстрые зарядовые флуктуации определяют выделенное положение SmB_6 в ряду топологических изоляторов [12–14]. Однако топологический подход применительно к гексабориду самария оспаривается в ряде фотоэмиссионных экспериментов, связывающих появление киральных состояний с расщеплением Рашбы [15] или учитывающих полярный характер поверхности SmB_6 [16]. В настоящее время наблюдаются попытки выделить проводимость поверхностей определенной ориентации [17–24], в том числе, подвергнутых воздействию ионного пучка [17] или травлению [19–21]. Однако, несмотря на явное влияние способа подготовки поверхности на транспорт-

¹⁾e-mail: glushkov@lt.gpi.ru

ные свойства SmB_6 [6, 21] и различные механизмы реализации дираковских состояний, которые могут быть защищены как нетривиальной топологией зонной структуры (для плоскостей (100) и (111)), так и симметрией кристаллической решетки (для плоскостей (110)) [25], исследования электронного транспорта для поверхностей гексаборида самария с различными ориентациями и способами подготовки до настоящего времени не проводились.

2. Для идентификации влияния ориентации поверхности на проводимость гексаборида самария в работе выполнено сравнительное исследование гальваномагнитных свойств монокристаллических образцов SmB_6 , подготовленных в форме прямоугольных параллелепипедов с поверхностями, ориентированными по кристаллографическим плоскостям (100), (110), (111) и (211). Исследуемые образцы были вырезаны из одного монокристалла, выращенного методом зонной плавки в атмосфере аргона с тремя последовательными проходами зоны для получения совершенной кристаллической структуры и максимальной очистки кристалла от примесей. Вследствие высокой упругости паров самария зонная плавка приводит к некоторому увеличению концентрации вакансий в самариевой подрешетке [26]. Измеренный параметр решетки $a = 4.13376 \pm 0.00008 \text{ \AA}$ согласуется с данными [27]. Для ориентации монокристаллических образцов и контроля отсутствия блочности использовался рентгеновский дифрактометр Bruker D8 Discover A25. Величина отклонения ориентации граней образцов от заданных кристаллографических плоскостей после резки на электроэрозионном станке и шлифовки поверхности составила не более $1\text{--}2^\circ$. Финишная обработка поверхности осуществлялась при помощи полировки на алмазном порошке с размерами зерен до 0.3 мкм . После серии измерений полированные образцы травилась в растворе $\text{HNO}_3\text{:H}_2\text{O}$ (1:2) в течение 5 минут. Поперечные размеры граней (ширина и толщина полированных и травленных образцов), измеренные при помощи оптического микроскопа МБС-10, варьировались в пределах от 0.67 до 0.75 мм (грань 1, табл. 1) и от 0.65 до 0.68 мм (грань 2, табл. 1).

Измерения рельефа полированных и травленных поверхностей проводились на атомно-силовом микроскопе NT-MDT NTEGRA Spectra. Удельное сопротивление и эффект Холла измерялись в пятиконтактной схеме при температурах $1.8\text{--}300 \text{ К}$ в магнитных полях до 8 Тл на постоянном токе, величина которого выбиралась в диапазоне от 3 мкА до 10 мА для исключения возможного перегрева образца. Систематическая ошибка измерений напряжений на по-

тенциальных контактах не превышала 0.1% , ошибка в расчете значений удельного сопротивления и коэффициента Холла определялась точностью измерения геометрических параметров потенциальных контактов и не превышала 1% для удельного сопротивления и 5% для коэффициента Холла.

3. Исследования поверхностей монокристаллических образцов SmB_6 методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) показали, что шероховатость поверхности при полировке алмазным абразивом практически не зависит от ее ориентации (рис. 1а, с, е), при этом перепад высот рельефа не превышает 20 нм . Обработка образцов водным раствором азотной кислоты заметно увеличивает шероховатость поверхности (до 100 нм и более) и качественно меняет структуру рельефа. На неполярных поверхностях (110) (рис. 1d) и (111) (рис. 1f) обнаруживается нерегулярный рельеф с субмикронным размером неоднородностей и усилением профиля царапин и дефектов, вызванных шлифовкой. Напротив, для полярных поверхностей (100) характерно мозаичное расположение тетраэдрических кратеров микронного размера (рис. 1b) глубиной порядка $150\text{--}200 \text{ нм}$ с преобладающим наклоном склонов $\sim 9^\circ$. Рассчитанные из АСМ спектров значения шероховатости для поверхностей на рис. 1а–f приведены в табл. 1.

Результаты измерений гальваномагнитных характеристик монокристаллических образцов гексаборида самария с гранями различной ориентации представлены на рис. 2. Значения удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R_H рассчитаны по формулам для объемного зарядового транспорта как $\rho = R_1 b_1 b_2 / l$ и $R_H = |R_2| b_2 / B$, где R_1 – сопротивление, измеряемое между потенциальными контактами к образцу, R_2 – полуразность сопротивлений, измеряемых между холловскими контактами для двух противоположных направлений магнитного поля, l – расстояние между потенциальными контактами, b_1 и b_2 – поперечные размеры соответствующих граней образца (табл. 1), B – величина магнитной индукции. Для всех образцов значения удельного сопротивления и коэффициента Холла выше 8 К совпадают в пределах экспериментальной ошибки, при этом в исследованном диапазоне температур ниже 50 К эффект Холла определяется носителями заряда n -типа ($R_2 < 0$). Энергии активации $E_{a1} \approx 10.7 \pm 0.1 \text{ мэВ}$ и $E_{a2} \approx 4.1 \pm 0.1 \text{ мэВ}$, оцененные из данных $R_H(T)$ для интервалов $15 \text{ К} < T < 40 \text{ К}$ и $9 \text{ К} < T < 15 \text{ К}$, соответственно (рис. 2b), в пределах экспериментальной точности не зависят от способа подготовки поверхности, что указывает на их связь с объемным электронным спектром. Увеличенный в

Таблица 1. Ориентация и шероховатость граней исследованных образцов (1 и 2 – грани, перпендикулярные и параллельные направлению магнитного поля соответственно). Обозначения соответствуют семействам кристаллографических направлений (для тока) и плоскостей (для граней)

Образцы (серия)	Направление тока	Грань 1	Грань 2	Шероховатость грани 1, мкм	
				После травления	После полировки
I	$\langle 100 \rangle$	(100)	(100)	0.0056	0.2309
II	$\langle 100 \rangle$	(110)	(110)	0.0042	0.0176
III	$\langle 211 \rangle$	(111)	(110)	0.0086	0.0144
IV	$\langle 110 \rangle$	(111)	(211)	0.0086	0.0144

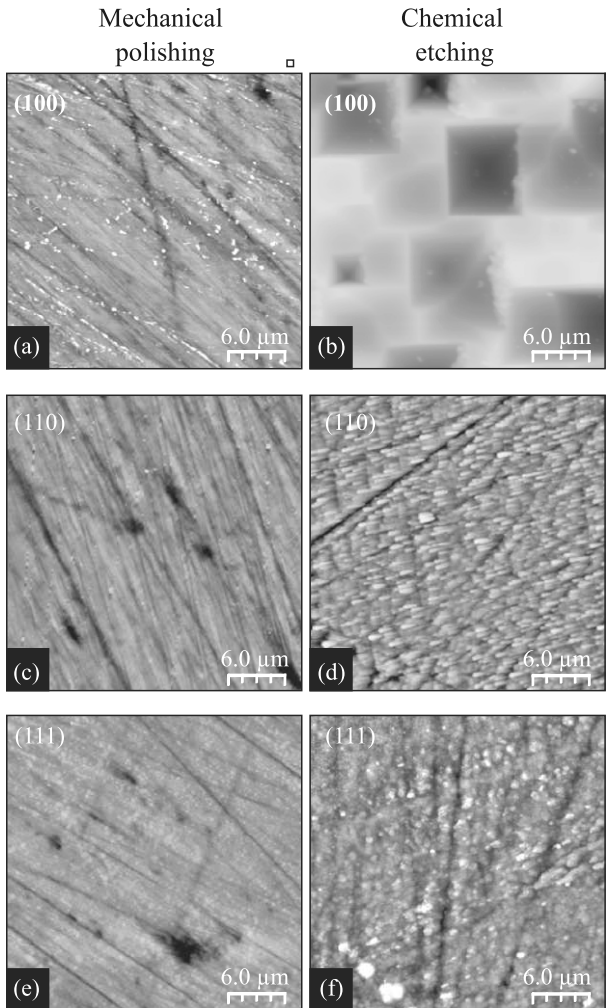


Рис. 1. АСМ изображения поверхностей образцов SmB_6 после полировки (а), (с), (е) и после травления (б), (д), (ф) для поверхностей (100) (а), (б), (110) (с), (д) и (111) (е), (ф)

сравнении с $\varepsilon_g \approx 19$ мэВ [3, 4, 16, 26] размер гибридной щели $\varepsilon_g = 2E_{a1} = 21.4 \pm 0.2$ мэВ, на наш взгляд, указывает на высокое качество исследуемого монокристалла SmB_6 вследствие уменьшения концентрации примесей за счет дополнительных проходов зоны расплава. Изотропный характер объемно-

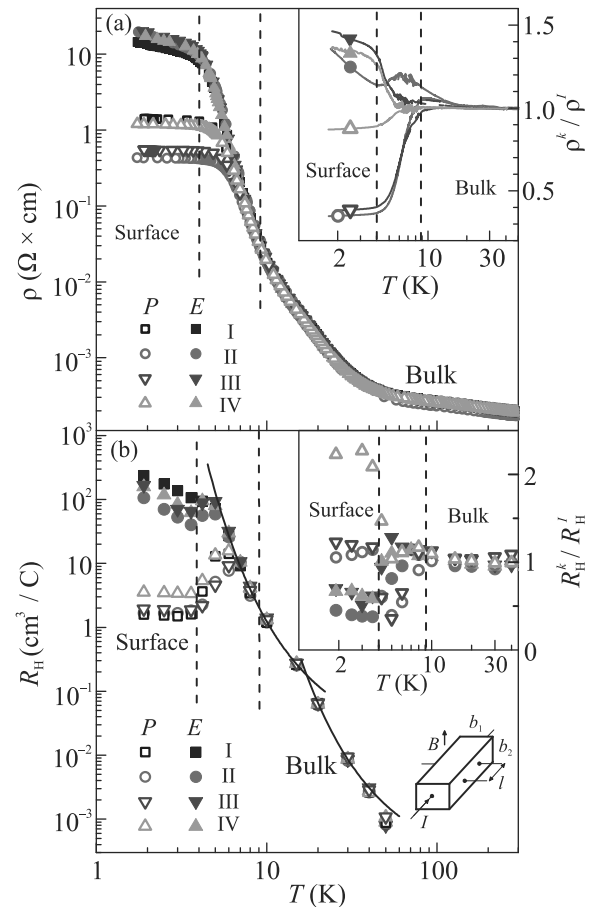


Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурные зависимости удельного сопротивления ρ (а) и коэффициента Холла R_H (б), рассчитанные для полированных (P) и травленных (E) образцов (см. текст). Римскими цифрами обозначены серии образцов (табл. 1). На вставках к панелям приведены отношения удельного сопротивления и коэффициента Холла образцов серий II–IV к соответствующим параметрам, измеренным для образца с поверхностями (100) (серия I). Геометрические параметры образца, направление тока и магнитного поля показаны на схеме (б)

го электронного транспорта в SmB_6 подтверждается поведением температурных зависимостей норми-

рованных удельного сопротивления ρ/ρ^I и коэффициента Холла R_H/R_H^I (ρ^I и R_H^I – удельное сопротивление и коэффициент Холла для образцов серии I), которые для образцов серий II, III и IV при $T > 10$ К практически не зависят от температуры и близки к единице (вставки на рис. 2а и б).

При $T < 5$ К значения ρ и R_H зависят от ориентации граней как для полированных, так и для травленых образцов (рис. 2). В случае монокристаллов с полированными гранями ρ минимально для образцов серии II ($\rho^{II}/\rho^I \approx 0.33$ при 1.9 К), травление граней меняет соотношение на обратное ($\rho^{II}/\rho^I \approx 1.3$ при 1.9 К, вставка на рис. 2а). Аналогичное изменение соотношения ρ^k/ρ^I после травления наблюдается и для образцов серий III и IV с гранями (111) (вставка на рис. 2а). Обратную тенденцию демонстрирует отношение коэффициентов Холла, которое при 1.9 К варьируется от $R_H^{IV}/R_H^I \approx 2.2$ для образцов с полированными гранями до $R_H^{II}/R_H^I \approx 0.45$ для травленых образцов. Общим результатом травления монокристаллов SmB_6 является заметный рост значений ρ и R_H при $T < 5$ К (рис. 2а). В случае эффекта Холла значения R_H для образцов серии I с травленными и полированными поверхностями (100) отличаются в 150 раз, а для образцов серий II, III и IV с полярными поверхностями (110) и (111) – от 45 до 80 раз (рис. 2б). Обнаруженное при $T < 4$ К расхождение значений ρ и R_H для образцов SmB_6 с различными поверхностями и способами их подготовки (рис. 2) подтверждает переход к поверхностному режиму электронного транспорта. Поскольку в указанном интервале температур измеряемые значения ρ и R_H оказываются значительно меньше параметров, оцененных по активационным зависимостям ρ , $R_H \sim \exp(E_{a2}/k_B T)$, при дальнейших оценках объемным вкладом в проводимость можно пренебречь.

4. Для оценки эффективных параметров поверхностного электронного транспорта применены соотношения, связывающие измеряемые значения сопротивления и холловского напряжения с парциальными значениями проводимостей и размерами граней:

$$R_1^{-1} = \frac{1}{l}(\sigma_1 b_1 + \sigma_2 b_2), \quad (1)$$

$$R_H^S = 2R_2/B(1 + \sigma_2 b_2/\sigma_1 b_1), \quad (2)$$

где $\sigma_1 \equiv (\rho_1^S)^{-1}$ и $\sigma_2 \equiv (\rho_2^S)^{-1}$ – удельные проводимости граней 1 и 2, ρ_1^S и ρ_2^S – удельные сопротивления поверхностей, отвечающих граням 1 и 2, R_H^S – коэффициент Холла для перпендикулярных магнитному полю граней 1 (см. табл. 1). Выражения (1)–(2) получены в предположении, что объемной проводимостью, проводимостью вдоль ребер образцов и маг-

нитосопротивлением граней можно пренебречь. Последнее предположение справедливо, поскольку амплитуда магнитосопротивления в полях до 1 Тл не превышает значений $|\Delta\rho/\rho| = 1\%$ для всех исследованных образцов. В случае граней одинаковой ориентации соотношения (1)–(2) приводятся к виду:

$$R_1^{-1} = \frac{1}{l}\sigma_1(b_1 + b_2), \quad (3)$$

$$R_H^S = 2R_2/B(1 + b_2/b_1). \quad (4)$$

В пределе бесконечно тонкого образца ($b_2 \rightarrow 0$) коэффициент 2 в (2) и (4) сокращается из-за удвоения концентрации носителей вследствие объединения проводящих слоев.

Уравнения (1)–(4) позволяют последовательно (от образцов серии I к образцам серии IV) рассчитать значения удельного сопротивления (в Ом/кв) и коэффициента Холла (в м²/Кл) для граней, ориентированных по плоскостям (100), (110), (111) и (211). Результаты расчета показывают, что несмотря на схожий рельеф (рис. 1а, с, е) и шероховатость поверхности (табл. 1) проводимости граней, отвечающих плоскостям (100), (110), (111) и (211), заметно различаются (рис. 3а). Для полированных образцов минимальное значение $\rho^S \sim 26$ Ом/кв зарегистрировано для грани (110), а максимальное $\rho^S \sim 300$ Ом/кв – для грани (211). После травления граней ρ^S различается не более, чем в 1.5 раза, а минимальные значения $\rho^S \sim 550$ –820 Ом/кв регистрируются для полярной поверхности (100). При этом для всех поверхностей, подвергнутых травлению, удельное сопротивление с понижением температуры растет по степенному закону $\rho^S \sim T^{-\alpha}$ с показателем степени, варьирующимся в пределах от $\alpha \approx 0.36$ для грани (111) до $\alpha \approx 0.7$ для граней (110) и (211) (рис. 3а).

В случае эффекта Холла различие полированных и травленых образцов (рис. 3б) выражено сильнее. Для образцов с полированными гранями значения R_H^S не зависят от температуры в диапазоне от 1.9 до 3.6 К и варьируются от 55 до 110 см²/Кл. После травления граней коэффициент Холла максимален в случае поверхности (100), для которой при 1.9 К $R_H^S \sim 1.41 \cdot 10^4$ см²/Кл увеличен в 150 раз в сравнении с полированной поверхностью, а его температурное поведение с хорошей точностью описывается степенной асимптотикой $R_H^S \sim T^{-\delta}$ с $\delta \approx 1.26$ (рис. 3б). Для других поверхностей степенная асимптотика описывает данные $R_H^S(T)$ с меньшей точностью, кроме поверхности (111), для которой показатель степени увеличен до $\delta \approx 1.64$ (рис. 3б). Важно отметить хорошую корреляцию значений R_H^S для травленых граней

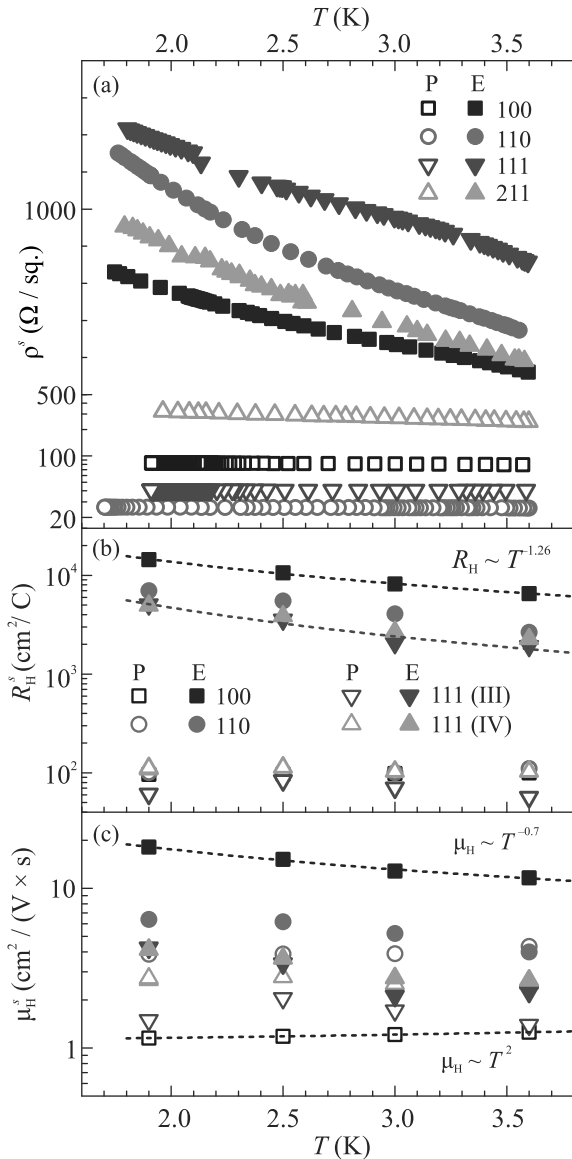


Рис. 3. (Цветной онлайн) Поверхностное удельное сопротивление ρ^S (a), коэффициент Холла R_H^S (b), и холловская подвижность μ_H^S (c), рассчитанные для различных поверхностей SmB_6 после полировки (P) и травления (E) (см. текст). Данные удельного сопротивления представлены в логарифмическом ($\rho^S < 500$ Ом/кв) и линейном ($\rho^S > 500$ Ом/кв) масштабах для полированных и травленых поверхностей соответственно

(111) образцов серий III и IV, измеренных в независимых экспериментах (рис. 3b), которая подтверждает корректность оценок параметров поверхностного электронного транспорта в рамках модели (1)–(2).

Обработка поверхности достаточно слабо влияет на эффективную холловскую подвижность электронов $\mu_H^S = R_H^S/\rho^S$ для граней, отвечающих поверхностям (110) и (111) (рис. 3c). Для указанных граней

μ_H^S изменяется не более, чем в 3 раза, причем изменения наиболее выражены при 1.9 К, а при $T \sim 3$ К не превышают 50% (рис. 3c). Интересно, что несмотря на одинаковый рельеф и близкие значения шероховатости полированных поверхностей, холловская подвижность минимальна для полированной полярной поверхности (100) ($\mu_H^S \approx 1.15 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{c})$). Травление поверхности (100) инициирует значительное (более чем в 15 раз) увеличение холловской подвижности до значений $\mu_H^S \approx 18 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{c})$, регистрируемых при 1.9 К (рис. 3c), и качественное изменение характера температурной зависимости $\mu_H^S(T)$ с переходом к степенной асимптотике $\mu_H^S \sim T^{-\eta}$ с $\eta \approx 0.7$.

5. Различие параметров электронного транспорта для поверхностей, отвечающих различным кристаллографическим плоскостям, наиболее явно выражено при 1.9 К (рис. 4). Для полированных по-

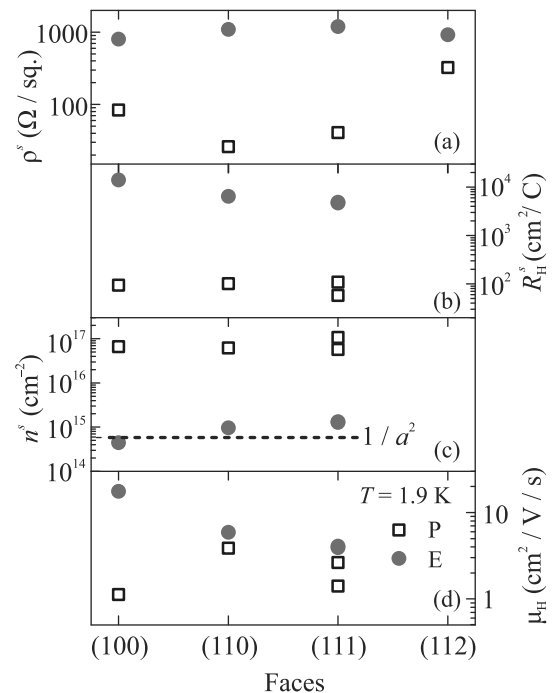


Рис. 4. (Цветной онлайн) Параметры поверхностного электронного транспорта (удельное сопротивление ρ^S , коэффициент Холла R_H^S , холловские концентрация n^S и подвижность μ_H^S) для поверхностей SmB_6 , отвечающих различным кристаллографическим плоскостям, при температуре 1.9 К. Квадратными и круглыми символами обозначены данные для поверхностей, подвергнутых полировке и травлению, соответственно

верхностей наибольшее удельное сопротивление регистрируется для полярной поверхности (100) и поверхности (211), обладающей наименьшей симметрией из исследуемых в работе поверхностей. Поскольку имеющиеся образцы (табл. 1) не позволяют оце-

нить R_{H}^S и μ_{H}^S для поверхности (211), при анализе характеристик поверхностного транспорта мы ограничимся основными кристаллографическими плоскостями (100), (110) и (111). Из данных рис. 4 видно, что для полированных поверхностей концентрация носителей заряда, оцененная из коэффициента Холла как $n^S = (R_{\text{H}}^S e)^{-1}$ (e – заряд электрона), практически не зависит от ориентации поверхности. В этом случае разные величины удельного сопротивления определяются подвижностью носителей заряда, которая минимальна для поверхности (100) (рис. 4). Травление поверхности приводит к значительному уменьшению n^S для исследованных поверхностей, причем наибольший эффект (уменьшение в 150 раз) наблюдается для поверхности, отвечающей плоскости (100). Для этой поверхности минимальное удельное сопротивление реализуется за счет подвижности носителей заряда, которая при 1.9 К достигает значения $\mu_{\text{H}}^S \approx 18 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Наибольший рост подвижности коррелирует с данными АСМ измерений в том смысле, что травление устраняет мелкие неровности поверхности (100), инициируя относительно регулярные изменения рельефа за счет возникновения тетраэдрических кратеров с размером основания 3–6 мкм и примерно одинаковым наклоном граней. Для поверхностей (110) и (111) травление усиливает мелкомасштабный рельеф субмикронного размера, что видно из представленных АСМ изображений поверхности (рис. 1d, f) и значений шероховатости (табл. 1).

Для выяснения природы поверхностных носителей заряда важно сопоставить значения эффективной холловской концентрации n^S для поверхностей, подвергнутых травлению, с параметрами поверхностной зоны Бриллюэна для соответствующей кристаллографической плоскости. Для плоскостей (100), (110) и (111) поверхностными зонами Бриллюэна являются квадрат со сторонами $2\pi/a$, прямоугольник со сторонами $2\pi/a$ и $2\pi/(\sqrt{2}a)$ и равносторонний шестиугольник со стороной $2\sqrt{2}\pi/(3a)$ [24], где a – параметр решетки SmB_6 . Согласно выводам [25] предельная концентрация поверхностных носителей заряда для ТИ определяется площадью поверхностной зоны Бриллюэна S_{BZ} как $n_{\text{S}}^{\text{max}} = S_{\text{BZ}}/(2\pi)^2$, что в случае SmB_6 отвечает значениям $5.86 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $4.14 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $3.38 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, соответственно. Для приведенной концентрации носителей заряда $n^S/n_{\text{S}}^{\text{max}}$ прямой расчет дает значения 0.76, 2.3 и 3.9 для поверхностей (100), (110) и (111) соответственно. Полученные данные не противоречат топологической природе поверхностных состояний в гексабориде самария только для полярной поверхности (100), причем степень заполнения зоны Бриллюэна (76 %) хо-

рошо согласуется с данными фотоэмиссионной спектроскопии ($\sim 70\%$) [8, 9, 24, 25]. С другой стороны, для неполярных поверхностей (110) и (111) предельная концентрация носителей заряда для ТИ значительно превышена (в 2.3 и 3.9 раза соответственно). Большие значения $n^S/n_{\text{S}}^{\text{max}}$ указывают на возможную “дефектную” природу электронного транспорта для неполярных поверхностей и позволяют использовать неравенство $n^S/n_{\text{S}}^{\text{max}} < 1$ в качестве критерия для наблюдения эффектов электронного транспорта, обусловленных нетривиальной топологией зонной структуры SmB_6 .

Для полированных граней значения $n^S/n_{\text{S}}^{\text{max}}$ существенно выше и равны 110, 75 и 60 электронов на элементарную ячейку для поверхностей (100), (110) и (111), соответственно (без учета вырождения по спине). Столь высокие значения не имеют объяснения в модели ТИ и должны быть приписаны дефектам, образованным в приповерхностном слое SmB_6 в результате механической полировки. Грубая оценка снизу толщины дефектного слоя в предположении, что каждая элементарная ячейка “дает” не более одного носителя заряда, приводит к значениям от 25 до 40 нм. Таким образом, “металлизация” поверхностного слоя полированной поверхности за счет высокой концентрации дефектов исключает наблюдение эффектов, связанных с топологически защищенными электронными состояниями.

В заключение отметим, что выполненные исследования транспортных свойств монокристаллических образцов SmB_6 позволили впервые идентифицировать удельные сопротивления поверхностей, отвечающих различным кристаллографическим плоскостям, в диапазоне температур 1.9–3.6 К. Установлено, что эффективные параметры поверхностных носителей заряда зависят как от ориентации поверхности, так и от способа ее подготовки. Вместе с тем, выделенное положение полярной поверхности (100), подвергнутой травлению, по отношению к предельной концентрации поверхностных носителей заряда для ТИ ($n_{\text{S}} < n_{\text{S}}^{\text{max}}$) и наблюдаемые степенные температурные зависимости коэффициента Холла $R_{\text{H}}^S \sim T^{-\delta}$ ($\delta \approx 1.26$) и холловской подвижности $\mu_{\text{H}}^S \sim T^{-\eta}$ ($\eta \approx 0.7$) указывают на необходимость изучения эффектов, вызванных изгибом зон под влиянием потенциала поверхности [16], а также возможного изменения структуры спектра возбуждений ТИ, обусловленного влиянием зарядовых флуктуаций [28].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-22-00990, <https://rscf.ru/project/22-22-00990/>. При выполнении работ использовано оборудование ЦКП

“Аналитический центр ИОФ РАН” и Центра коллективного пользования им. Д. И. Менделеева РХТУ.

1. Д. И. Хомский, УФН **129**, 443 (1979).
2. M. Mizumaki, S. Tsutsui, and F. Iga, J. Phys.: Conf. Ser. **176**, 012034 (2009).
3. V. Gorshunov, N. Sluchanko, A. Volkov, M. Dressel, G. Knebel, A. Loidl, and S. Kunii, Phys. Rev. B **59**, 1808 (1999).
4. Н. Е. Случанко, А. А. Волков, В. В. Глушков, Б. П. Горшунов, С. В. Демишев, М. В. Кондрин, А. А. Пронин, Н. А. Самарин, ЖЭТФ **115**, 970 (1999).
5. G. Travaglini and P. Wachter, Phys. Rev. B **29**, 893 (1984).
6. S. Gabáni, G. Pristáš, I. Takáčová, N. Sluchanko, K. Siemensmeyer, N. Shitsevalova, V. Filipov, and K. Flachbart, Solid State Sciences **47**, 17 (2015).
7. M. Dzero, K. Sun, V. Galitski, and P. Coleman, Phys. Rev. Lett. **104**, 106408 (2010).
8. M. Neupane, N. Alidoust, S.-Y. Xu et al. (Collaboration), Nat. Commun. **4**, 2991 (2013).
9. N. Xu, X. Shi, P. K. Biswas et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **88**, 121102 (2013).
10. D. J. Kim, J. Xia, and Z. Fisk, Nature Mater. **13**, 466 (2014).
11. D. J. Kim, S. Thomas, T. Grant, and J. D. Botimer, Sci. Rep. **3**, 3150 (2013).
12. Y. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 102001 (2013).
13. В. О. Сахин, Е. Ф. Куковицкий, Ю. И. Таланов, Г. Б. Тейтельбаум, Л. А. Моргун, А. Э. Борисов, А. С. Усольцев, В. М. Пудалов, Письма в ЖЭТФ **115**, 270 (2022).
14. А. М. Шикин, Н. Л. Зайцев, А. В. Тарасов, Т. П. Макарова, Д. А. Глазкова, Д. А. Естюнин, И. И. Климовских, Письма в ЖЭТФ **116**, 544 (2022).
15. P. Hlawenka, K. Siemensmeyer, E. Weschke, A. Varykhalov, J. Sánchez-Barriga, N. Y. Shitsevalova, A. V. Dukhnenko, V. B. Filipov, S. Gabáni, K. Flachbart, O. Rader, and E. D. L. Rienks, Nat. Commun. **9**, 517 (2018).
16. Z.-H. Zhu, A. Nicolaou, G. Levy, N. P. Butch, P. Syers, X. F. Wang, J. Paglione, G. A. Sawatzky, I. S. Elfimov, and A. Damascelli, Phys. Rev. Lett. **111**, 216402 (2013).
17. M. V. A. Crivillero, M. König, J. C. Souza, P. G. Pagliuso, J. Sichelschmidt, P. F. S. Rosa, Z. Fisk, and S. Wirth, Phys. Rev. Res. **3**, 023162 (2021).
18. M. Carlone, J. C. Souza, J. Sichelschmidt, P. F. S. Rosa, R. R. Urbano, P. G. Pagliuso, Z. Fisk, P. A. Venegas, P. Schlottmann, and C. Rettori, Phys. Rev. B **105**, 205116 (2022).
19. Y. S. Eo, A. Rakoski, S. Sinha et al. (Collaboration), Phys. Rev. Mater. **5**, 055001 (2021).
20. S. Seo, Y. Luo, S. M. Thomas, Z. Fisk, O. Erten, P. S. Riseborough, F. Ronning, J. D. Thompson, and P. F. S. Rosa, Phys. Rev. B **105**, 245150 (2022).
21. S. V. Demishev, M. I. Gilmanov, A. N. Samarin, A. V. Semeno, N. E. Sluchanko, N. A. Samarin, A. V. Bogach, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, M. S. Karasev, and V. V. Glushkov, Sci. Rep. **8**, 7125 (2018).
22. Y. Luo, H. Chen, J. Dai, Z. Xu, and J. D. Thompson, Phys. Rev. B **91**, 075130 (2015).
23. S. Wolgast, Y. S. Eo, T. Öztürk, G. Li, Z. Xiang, C. Tinsman, T. Asaba, B. Lawson, F. Yu, J. W. Allen, K. Sun, L. Li, Ç. Kurdak, D.-J. Kim, and Z. Fisk, Phys. Rev. B **92**, 115110 (2015).
24. D.-C. Ryu, C.-J. Kang, J. Kim, K. Kim, G. Kotliar, J.-S. Kang, J. D. Denlinger, and B. I. Min, Phys. Rev. B **103**, 125101 (2021).
25. Y. S. Eo, S. Wolgast, A. Rakoski, D. Mihaliov, B. Y. Kang, M. S. Song, B. K. Cho, M. C. Hatnean, G. Balakrishnan, Z. Fisk, S. R. Saha, X. Wang, J. Paglione, and C. Kurdak, Phys. Rev. B **101**, 155109 (2020).
26. M. Orendáč, S. Gabáni, G. Pristáš, E. Gažo, P. Diko, P. Farkašovský, A. Levchenko, N. Shitsevalova, and K. Flachbart, Phys. Rev. B **96**, 115101 (2017).
27. V. Baumer, N. Shitsevalova, and Y. Paderno, *Abstracts of 15th Int. Symp. Boron, Borides and Related Compounds*, University of Hamburg, Hamburg (2005), p. 50.
28. В. В. Вальков, Письма в ЖЭТФ **114**, 812 (2021).

Orbital selective localization enhancement in $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$

A. O. Shorikov^{+*1)}, D. Y. Novoselov^{+*}, D. M. Korotin⁺, V. I. Anisimov^{+*}

⁺M. N. Mikheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, 620108 Yekaterinburg, Russia

^{*}Department of Theoretical Physics and Applied Mathematics, Ural Federal University, 620002 Yekaterinburg, Russia

Submitted 29 September 2022

Resubmitted 20 October 2022

Accepted 20 October 2022

DOI: 10.31857/S1234567822230069, EDN: mdqpee

The discovery of unconventional superconductivity at $T_c = 0.93$ K in Sr_2RuO_4 which is isostructural to High- T_c layered copper-based perovskites [1, 2] motivated the search for a new Ru-based superconductor and gave rise to interest in the investigation of the electronic and magnetic properties of ruthenates. Synthesis and study of a complete series of $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$ alloys with isoelectronic substitution of Sr^{2+} by smaller Ca^{2+} ion was performed by Nakatsuji and Maeno [3, 4]. At concentration $x = 0.5$ the susceptibility shows a Curie form with a $S = 1/2$ moment (not $S = 1$) per Ru ion and the alloy exhibits metallic transport properties. At higher concentrations of Sr, $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$ has a paramagnetic metallic state. At a higher Ca concentration, the alloy remains metallic, but with AFM fluctuations at low temperatures. With a further increase in Ca concentration ($x < 0.2$), the alloy becomes an insulator.

To describe the evolution of the electronic structure at intermediate concentration, the orbital selective Mott transition model was proposed [5]. In this model t_{2g} manifold is divided into two groups of orbitals: degenerate xz, yz -orbitals and in-plane xy -orbital strongly π -hybridized with oxygen $2p$ -orbitals. Using LDA results as input parameters for the DMFT method within the NCA computation scheme [6] the authors obtained orbital-selective behavior: the appearance of Mott localization in (xz, yz) subbands, while the broader half-filled xy -band remains itinerant.

In the present paper the DFT + DMFT method was applied to study the electronic structure of $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$ [7, 8]. The non-interacting band structure was calculated using the GGA (generalized gradient approximation) [9] as implemented in the Quantum Espresso package [10]. An effective Hamiltonian was constructed using the basis of atomic-centered Wannier functions as described in [11]. The DMFT impurity problem was solved by hybridization expansion

of the continuous-time quantum Monte Carlo method (CT-QMC) [12] as implemented in the AMULET package [13]. QMC calculations were performed for the paramagnetic state at an electronic temperature $\beta = 20$ eV⁻¹ (580 K).

Local spin-spin correlation function $\langle \mathbf{S}_z(\tau)\mathbf{S}_z(0) \rangle$ on the imaginary time axis characterizes the lifetime of the local moment. If the magnetic moments are localized, this correlation function is constant: $\langle \mathbf{S}_z(\tau)\mathbf{S}_z(0) \rangle \approx S^2$ and the imaginary time dependence of this correlation function indicates the delocalization of spin moments, which is the Fermi liquid regime. The real part of the local spin-spin correlation function on the real frequency axis can be used to characterize the degree of localization: the half-width of $\langle \mathbf{S}_z(\omega)\mathbf{S}_z(0) \rangle$ peak at a half-height is in inverse proportion to the lifetime of the local moment [14].

The local spin-spin correlation functions $\langle \mathbf{S}_z(\omega)\mathbf{S}_z(0) \rangle$ for different x are shown in Fig. 1 (upper panel). For $x = 2$ the peaks of t_{2g} d_{xy} and $d_{xz, yz}$

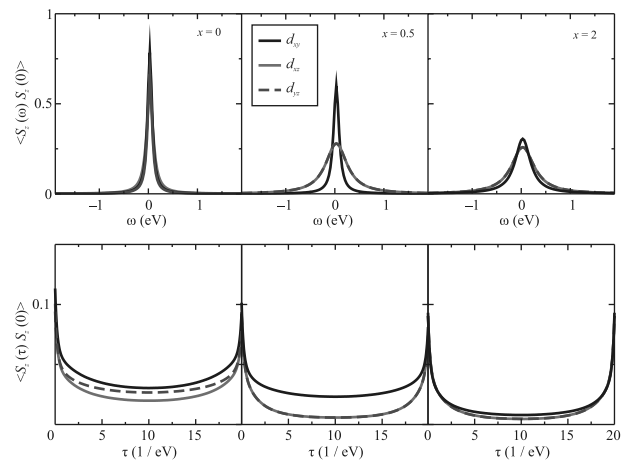


Fig. 1. (Color online) Local spin-spin correlation function $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$ calculated within DFT + DMFT at $\beta = 20$ $U = 1.5$ eV and $J_H = 0.7$ eV for $x = 0, 0.5$ and 2.0 on imaginary time axis (lower panels) and real frequencies (upper panels)

¹⁾e-mail: shorikov@imp.uran.ru

orbitals have almost equal width and shape which is consistent with small distortion of oxygen octahedra in Sr_2RuO_4 . The broad local spin-spin correlation functions correspond to a metallic phase with weakly localized electrons. On the other hand, in the case of Ca_2RuO_4 ($x = 0$) the peaks become sharp and the width reduces by a factor ≈ 2 . The $\langle \mathbf{S}_z(\tau)\mathbf{S}_z(0) \rangle$ correlator has substantial value in the whole range $[0, \beta]$ as well as lifting of degeneracy of $d_{xz,yz}$ orbitals due to strong distortion of crystal structure. One can say, that d -electrons in Ca_2RuO_4 are more localized, as expected for Mott insulator regime. The case of $\text{Ca}_{1.5}\text{Sr}_{0.5}\text{RuO}_4$ is much more indicative. Ru t_{2g} orbitals are separated into two subsystems with completely different behavior: while $\langle \mathbf{S}_z(\omega)\mathbf{S}_z(0) \rangle$ curves for $d_{xz,yz}$ orbitals are broad and these states can be treated as itinerant and reminiscent metallic Sr_2RuO_4 the d_{xy} orbital has sharp peak and resembles Ca_2RuO_4 . The half-widths of $\langle \mathbf{S}_z(\omega)\mathbf{S}_z(0) \rangle$ peak at a half-height for d_{xy} and $d_{xz,yz}$ orbitals as well as their lifetimes differs in ≈ 6 times. This agrees well with the model proposed in [5]. Variation of J_H does not change orbital-selective behavior. The width of $\langle \mathbf{S}_z(\omega)\mathbf{S}_z(0) \rangle$ peaks and hence the lifetime on local moments decreases in ≈ 3 times with increasing J_H from 0.5 to 0.9 eV. Note also, that orbital-selective behavior exhibits more distinctly for smaller J_H . Most likely, this effect could be explained by the change in the value of mean Coulomb interaction term which is 1.1 eV for $U = 1.5$ eV and $J_H = 0.9$ eV and 1.28 eV for $U = 1.5$ eV and $J_H = 0.5$ eV.

Analysis of the local spin-spin correlation function reveals that the end members of series Sr_2RuO_4 and Ca_2RuO_4 are conventional itinerant metals and correlated insulators, respectively, without any distinct sign of orbital selectivity. In contrast, $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{1.5}\text{RuO}_4$ demonstrates a clear picture of orbital selective behavior. The sharp dependence of magnetic properties and degree of localization on the Hund parameter J_H are an evident sign that intermediate members of the $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$ series belong to the Hund's metals. Variation of Hund's parameter shows that the localization degree depends on J_H while the orbital-selectivity is regulated by average Coulomb interaction value.

DFT calculations were carried out within the state assignment of the Ministry of Science and Higher

Education of the Russian Federation (theme "Electron" # 122021000039-4). DMFT calculations were supported by the Russian Science Foundation (Project 19-12-00012).

This is an excerpt of the article "Orbital selective localization enhancement in $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$ ". Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364022602391

1. Y. Maeno, H. Hashimoto, K. Yoshida, S. Nishizaki, T. Fujita, J. G. Bednorz, and F. Lichtenberg, *Nature* (London) **372**, 532 (1994).
2. Y. Maeno, T. M. Rice, and M. Sigrist, *Phys. Today* **54**, 42 (2001).
3. S. Nakatsuji and Y. Maeno, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2666 (2000).
4. S. Nakatsuji and Y. Maeno, *J. Solid State Chem.* **156**, 26 (2001).
5. V. I. Anisimov, I. A. Nekrasov, D. E. Kondakov, T. M. Rice, and M. Sigrist, *Eur. Phys. J. B* **25**, 191 (2002).
6. M. B. Zöfl, Th. Pruschke, J. Keller, A. I. Poteryaev, I. A. Nekrasov, and V. I. Anisimov, *Phys. Rev. B* **61**, 12810 (2000).
7. V. I. Anisimov, A. I. Poteryaev, M. A. Korotin, A. O. Anokhin, and G. Kotliar, *J. Phys. Condens. Matter* **9**, 7359 (1997).
8. K. Held, I. A. Nekrasov, G. Keller, V. Eyert, N. Blümer, A. K. McMahan, R. T. Scalettar, T. Pruschke, V. I. Anisimov, and D. Vollhardt, *Physica Status Solidi (b)* **243**, 2599 (2006).
9. J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3865 (1996).
10. P. Giannozzi, S. Baroni, N. Bonini et al. (Collaboration), *J. Phys. Condens. Matter* **21**, 395502 (2009).
11. D. Korotin, A. V. Kozhevnikov, S. L. Skornyakov, I. Leonov, N. Binggeli, V. I. Anisimov, and G. Trimarchi, *Eur. Phys. J. B* **65**, 91 (2008).
12. E. Gull, A. J. Millis, A. I. Lichtenstein, A. N. Rubtsov, M. Troyer, and P. Werner, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 349 (2011).
13. "AMULET" <http://amulet-code.org>.
14. P. A. Igoshev, A. V. Efremov, A. I. Poteryaev, A. A. Katanin, and V. I. Anisimov, *Phys. Rev. B* **88**, 155120 (2013).

Синтез и магнитные свойства фаз полигидридов железа при высоких давлениях мегабарного диапазона

А. Г. Гаврилюк^{+×○1)}, В. В. Стружкин*, С. Н. Аксенов⁺, А. Г. Иванова^{+×}, А. А. Миронович⁺, И. А. Троян^{+×○},
И. С. Любутин[×]

⁺ Институт ядерных исследований РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

* Center for High Pressure Science and Technology Advanced Research (HPSTAR), 1690 Cailun Rd, Bldg 6, Pudong, 201203 Shanghai, China

[×] Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова, Федеральный научно-исследовательский центр “Кристаллография и фотоника” РАН, 119333 Москва, Россия

[○] Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, 236041 Калининград, Россия

Поступила в редакцию 4 октября 2022 г.

После переработки 21 октября 2022 г.

Принята к публикации 21 октября 2022 г.

Выполнен экспериментальный синтез полигидридов железа в условиях высоких давлений в диапазоне 77–157 ГПа и высоких температур до 2000 К при лазерном нагреве образца в камерах с алмазными наковальнями. Синтез проводился в системе Fe – боразан (боран аммиака NH_3BH_3). Рентгеновские спектры продуктов синтеза указывают на образование нескольких фаз FeH_x , из которых (в двух камерах) надежно регистрируются рефлексы гидрида железа с тетрагональной фазой $I4/mmm - \text{FeH}_2$. Магнитные и электронные свойства соединений FeH_x исследованы методом синхротронной мессбауэровской спектроскопии (NFS) на ядрах железа Fe-57. NFS эксперименты выполнены при высоких давлениях в температурном диапазоне 4–300 К и во внешних магнитных полях до 5 Тл. По данным NFS обнаружено как минимум семь различных соединений FeH_x с совершенно разными электронными и магнитными свойствами. Значение температуры Нееля T_N , установленное для фазы FeH_2 при давлении 82 ГПа, составляет около 174 К. Одним из удивительных результатов является наблюдение фазы FeH_x , которая остается магнитноупорядоченной при давлении 128 ГПа во всем интервале температур 4–300 К. Такое высокое давление характерно для границы между нижней мантией и внешним ядром Земли. Существование магнитной фазы соединения железа при таком рекордно высоком давлении является уникальным и не наблюдалось до настоящего времени.

DOI: 10.31857/S1234567822230070, EDN: mdzwcw

1. Введение. Железо – один из самых распространенных элементов на нашей планете. Фундаментальные электронные, магнитные и структурные свойства железа и его простых соединений чрезвычайно важны как для понимания строения сильно коррелированных электронных систем, так и для исследований свойств внутренних слоев Земли. Полигидриды железа являются одними из вероятных веществ в составе мантии и ядра Земли. В ряду полигидридов железа также возможны сверхпроводящие фазы, принадлежащие к недавно открытому новому семейству высокотемпературных сверхпроводников – полигидридам металлов [1–3].

С момента открытия сверхпроводимости с критической температурой T_c выше 200 К в SH_3 [1, 2],

LaH_{10} [3] и YH_6 [4] началась эра высокотемпературных сверхпроводников на основе полигидридов металлов [5, 6]. С 2015 года по настоящее время синтезированы следующие металл-полигидриды с относительно высокими T_c , приближающимися к комнатной температуре (см. обзоры [5, 6]): RN_x выше 100 К при 207 ГПа, YN_x при 243 К выше 200 ГПа, ThN_x при 161 К ниже 175 ГПа, PrN_x при 9 К ниже 130 ГПа, LaYN_x при 253 К ниже 183 ГПа, CeN_x при 115–120 К ниже 95 ГПа, SnN_x при 70 К ниже 200 ГПа, BaN_x около 20 К ниже 140 ГПа, CaN_x при 215 К при 172 ГПа, ScN_x при 22.4 К при 156 ГПа и LuN_x при 15 К при 128 ГПа.

Следует также отметить, что до настоящего времени нет однозначного ответа на вопрос о химическом составе, строении, электронных и магнитных свойствах вещества верхней и нижней мантии и яд-

¹⁾e-mail: gavriiliuk@mail.ru

ра Земли. Железо является одним из ключевых элементов в мантии и ядре Земли. Считается, что ядро Земли состоит в основном из железа с небольшой примесью никеля и других, преимущественно легких элементов S, Si, C, а также водорода [7–10]. Железо также в значительной степени присутствует в слоях мантии в виде сложных оксидных соединений. Поэтому изучение структуры, магнитных и электронных свойств соединений железа, в том числе соединений железа с водородом, при высоких давлениях имеет большое значение для реконструкции строения внутренних сфер Земли, а также для понимания ее физических свойств.

Теоретические расчеты и поиск наиболее вероятных стабильных фаз гидридов железа проводились из первых принципов на основе теории функционала плотности с использованием базиса из плоских волн и псевдопотенциалов [11, 12], эволюционного алгоритма USPEX [13, 14], методов роя частиц [15–17] и случайного поиска с использованием метода решетчатой динамики в квазигармоническом приближении [18]. В этих работах были описаны структуры гидридов железа разной стехиометрии и рассчитаны области их термодинамической устойчивости. Кубический FeH может существовать до 400 ГПа [14, 18]. Гидрид Fe_3H_5 (пр.гр. $P6_3/mmc$) стабилен в диапазоне 50–145 ГПа [14, 17], FeH_2 (пр. гр. $I4/mmm$) устойчив при 45–130 ГПа [11, 14, 17], Fe_3H_8 (пр.гр. $Pm-3m$ – до 75 ГПа [14], FeH_3 (пр.гр. $Pm-3m$) – выше 65 ГПа [11, 14] вплоть до 400 ГПа [13]. В диапазоне 100–240 ГПа согласно расчетам возможно существование FeH_4 в кубической (пр.гр. $P2_13$), ромбической (пр.гр. $Imma$) и моноклинной (пр.гр. $P2_1/m$) модификациях [13, 15, 17]. Тетрагональные фазы Fe_3H_{13} и FeH_5 (пр. гр. $I4/mmm$) стабильны в диапазоне 75–150 ГПа [14]. Выше 200 ГПа возможна ромбическая фаза FeH_5 с пр.гр. $Cmca$ [18]. Для FeH_6 в диапазоне 35–115 ГПа предсказаны структуры моноклинной (пр.гр. $C2/m$) и ромбической модификаций (пр.гр. $Cmmm$) [14, 16], а также моноклинной фазы FeH_6 с пр.гр. $C2/c$ выше 200 ГПа [16, 18]. Существование метастабильных гидридов FeH_7 и FeH_8 возможно в области мегабарных давлений 150–300 ГПа [16].

Недавние теоретические исследования предсказывают сверхпроводимость для двух фаз гидридов железа FeH_5 (пр.гр. $I4/mmm$) [12, 14, 19] и FeH_6 (пр.гр. $Cmmm$) с T_c до 50 К при 130–150 ГПа. Однако расчеты, опубликованные в работе [20], опровергают возможную сверхпроводимость в фазе FeH_5 и других гидридах железа.

Экспериментально ранее были получены и исследованы FeH в кубической [21] и гексагональной модификациях [11, 22–24], а также предсказанные фазы FeH_2 , FeH_3 , FeH_5 [11, 12].

Из наших недавних исследований железа методом синхротронной мессбауэровской спектроскопии на изотопе Fe-57 (*nuclear forward scattering NFS* или ядерно-резонансное рассеяние вперед) следует, что чистое железо диамагнитное или парамагнитное с очень малым магнитным моментом в диапазоне давлений 13–241 ГПа при температурах 4.2–300 К [25, 26]. Поэтому можно предположить, что немагнитные фазы FeH_x при давлении выше $\alpha \rightarrow \epsilon$ перехода (13 ГПа при комнатной температуре) могут быть сверхпроводящими и иметь достаточно высокие значения T_c .

Теоретические предсказания вместе с нашими предварительными результатами синхротронных мессбауэровских экспериментов NFS (Fe-57) [25, 26] дают надежду на возможность синтезировать сверхпроводящие фазы FeH_x при давлениях порядка и выше 150 ГПа. При высоких давлениях мы также можем исследовать электронные и магнитные свойства фаз FeH_x в мессбауэровских синхротронных NFS экспериментах, кристаллическую структуру в экспериментах по рентгеновской дифракции (XRD), а также транспортные и магнитные свойства в экспериментах по измерению электросопротивления и магнитной восприимчивости.

В данной работе проведен синтез полигидридов железа с помощью лазерного нагрева образцов в камерах с алмазными наковальнями до температур около 2000 К при давлениях от 77 до 157 ГПа. В результате синтеза обнаружено как минимум семь различных соединений FeH_x с разными электронными и магнитными свойствами. Установлено, что одна из фаз полигидридов, идентифицированная как FeH_2 , имеет температуру Нееля $T_N = 174$ К при давлении 82 ГПа. Одним из удивительных результатов данной работы является наблюдение фазы FeH_x , которая при давлении 128 ГПа остается магнитоупорядоченной в интервале температур 4–300 К. Такое высокое давление характерно для границы между нижней мантией и внешним ядром Земли.

2. Методика эксперимента. В наших экспериментах для синтеза полигидридов железа использовался исходный порошок металлического железа, обогащенного мессбауэровским изотопом Fe-57 со степенью обогащения $\sim 96\%$. Из исходного порошка прессовались пластинки с характерными размерами от 10×5 (мкм)² до 20×10 (мкм)² и толщиной порядка 0.5–2 мкм. Такой образец помещался в рабо-

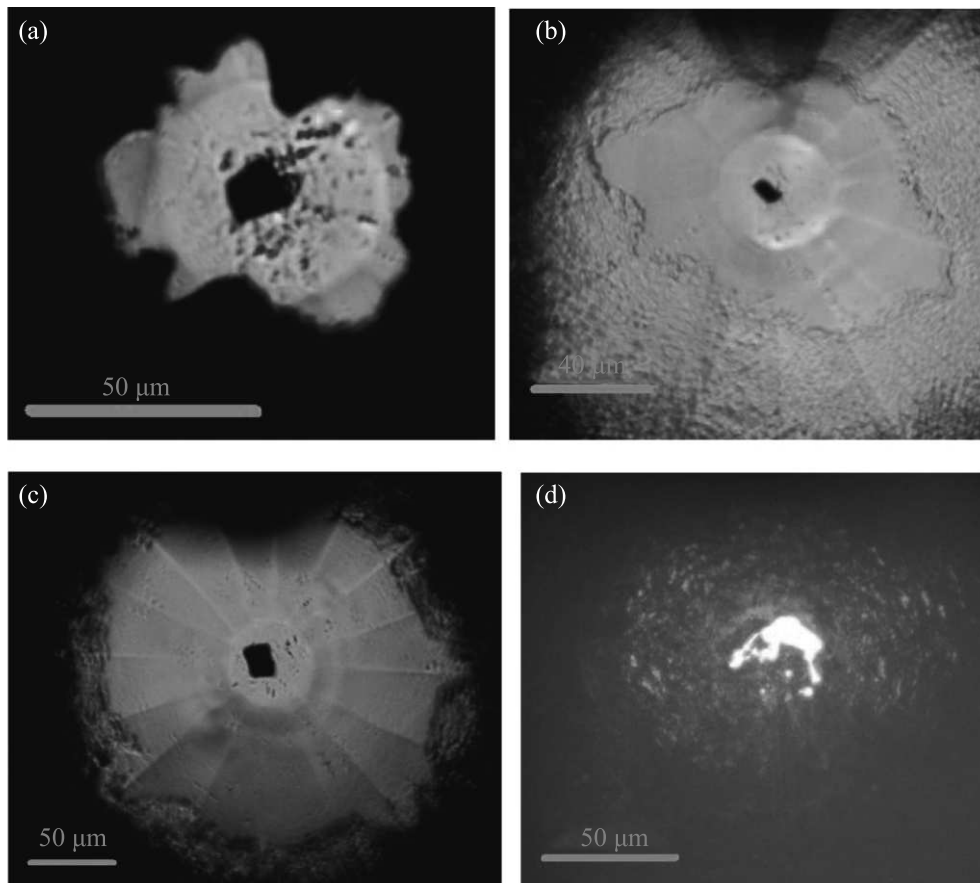


Рис. 1. (Цветной онлайн) Фотографии экспериментальных сборок в четырех камерах, выполненные сразу после синтеза полигидрида FeH_x . Размер рабочей площадки алмазных наковален варьируется от 40 до 55 мкм, толщина образцов FeH_x порядка $\sim 0.5\text{--}2$ мкм. (a) – Камера-1 с W гasketой, синтез при давлении $P \sim 90$ ГПа. Получены фазы I, Ia и II. Диапазон NFS измерений при давлениях $P = 108\text{--}157$ ГПа. (b) – Камера-2 с гasketой cBN, синтез при давлении $P \sim 68$ ГПа. При подъеме давления разрушились алмазные наковальни при ~ 200 ГПа. (c) – Камера-3 с гasketой cBN, синтез при давлении $P \sim 154$ ГПа. Получены фазы $\epsilon\text{-Fe}$ и III. Диапазон NFS измерений при давлениях $P = 110\text{--}156$ ГПа. (d) – Камера TD-3 с Re гasketой, синтез при давлении $P \sim 77$ ГПа. Получены фазы IV(FeH_2), V и VI. Диапазон NFS измерений $P = 82 \pm 2$ ГПа

чий объем камеры высокого давления с алмазными наковальнями, который затем заполнялся сублимированным боразаном (боран аммиака BN_3NH_3). Боразан служил средой, передающей давление, и одновременно являлся источником водорода при лазерном нагреве образца (детали методики синтеза см. в [3]). После этого давление в камере поднималось до ожидаемого давления синтеза и производился лазерный нагрев образца. При высокой температуре боразан разлагается с выделением атомарного водорода поэтапно по схеме: $\text{NH}_3\text{BH}_3 \rightarrow (\text{NH}_2\text{BH}_2)_n + \text{H}_2 \rightarrow (\text{NHBH})_n + \text{H}_2 \rightarrow c\text{-BN} + \text{H}_2$ [27]. При высокой температуре и высоком давлении этот водород вступает в реакцию с металлом, и происходит синтез высших гидридов FeH_x .

Исследования проводились в камерах с алмазными наковальнями, в основу конструкции которых по-

ложены идеи из работы [28]. Для проведения рентгеновских и мессбауэровских измерений были выполнены сборки 4-х камер (см. рис. 1). Рабочие поверхности алмазных наковален диаметром 270–300 мкм были скошены под углом 8.5° с образованием калеты (плоской площадки на вершине алмаза) диаметром $\sim 40\text{--}55$ мкм.

В прокладке (гasketе) из вольфрама или рения с помощью лазера высверливалось отверстие диаметром около 35 или 400 мкм. В случае отверстия 35 мкм оно служило рабочим объемом. В отверстие 400 мкм запрессовывалась гasketа из порошка cBN с небольшой примесью эпоксидной смолы, и уже в cBN гasketе прожигалось отверстие размером порядка 35 мкм, которое служило рабочим объемом. Такая прокладка в дальнейшем служит изолирующим слоем при измерениях электрорезистивных свойств.

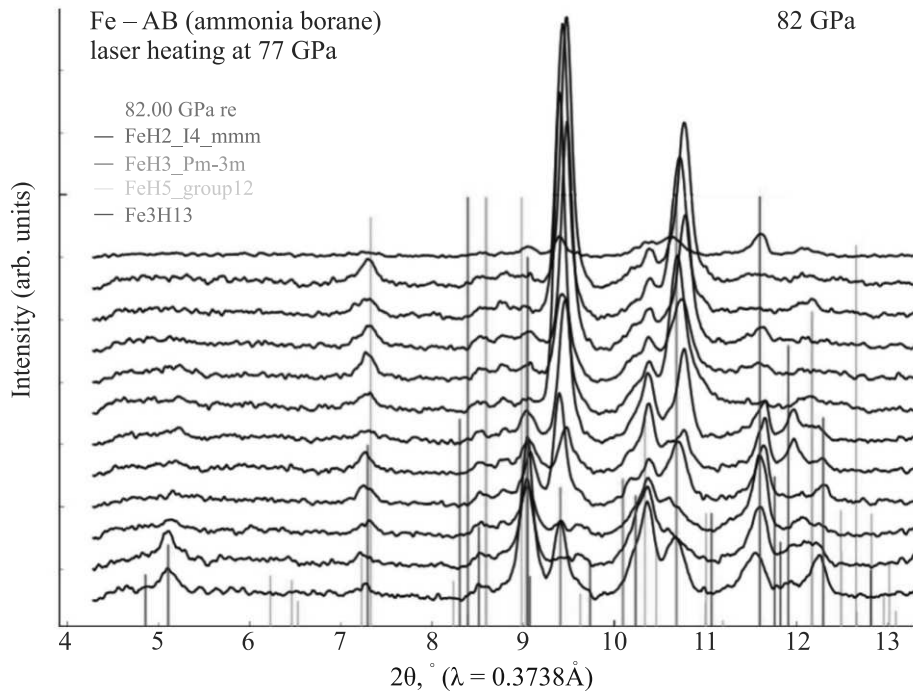


Рис. 2. (Цветной онлайн) Синхротронные рентгеновские дифрактограммы ($\lambda = 0.3738 \text{ \AA}$), снятые при давлении 82 ГПа от образца FeH_x (камера “TD-3”), синтезированного при давлении 77 ГПа методом лазерного нагрева в среде NH_3BH_3 . Дифрактограммы сняты при двумерном сканировании образца пучком $3 \times 3 \text{ мкм}$ с шагом 3 мкм. Измерения проводились на станции ID27 синхротрона ESRF (Гренобль, Франция)

Величина давления измерялась по алмазной шкале [29] с помощью рамановского спектрометра на базе монохроматора Shamrock SR-500i-A и CCD-детектора DU940N-BV. Для возбуждения рамановских спектров использовался красный лазер с длиной волны 660 нм. Установлено, что градиент давления на образце даже при максимальном давлении в каждой камере был не больше 5 ГПа, что свидетельствует о хорошей степени гидростатичности среды боразана. На рисунке 1 приведены микрофотографии сборок и рабочих объемов для всех 4-х камер, в которых проводились эксперименты. Фотографии сделаны сразу после синтеза гидридов FeH_x .

Синхротронные мессбауэровские NFS спектры от ядер Fe-57 в синтезированных образцах FeH_x снимались на оборудовании станции P01 синхротрона PETRA-III (DESY, Гамбург, Германия), работающем в 40-банчевом режиме. Использовалась гелиевая криомагнитная система, в которой камеры высокого давления охлаждались до температур 3.8–4.3 К. Внешнее магнитное поле, которое прикладывается на образец, можно менять в пределах 0–6 Тл. Характерная скорость накопления NFS спектров составляла порядка 150 квантов/с, что позволяет снимать качественные NFS спектры, каждый в течение 15–

20 мин. Система КВ-зеркал обеспечивает фокусировку синхротронного пучка на образце в пятно с размерами $4 \times 7 \text{ мкм}$ при энергии мессбауэровского резонанса 14.41 кэВ.

Давление в камере менялось снаружи криостата при комнатной температуре. Затем камера помещалась в криостат и охлаждалась до $\sim 4 \text{ К}$. После этого на отогреве проводилось несколько измерений NFS спектров при разных температурах и в разных магнитных полях в диапазоне 0–5 Тл. Магнитное поле было направлено вдоль синхротронного пучка, т.е. было перпендикулярно плоскости образца. По окончании температурного цикла давление в камере дополнительно контролировалось при комнатной температуре. Стабильность давления при температурном цикле неоднократно проверялась и составляет величину не хуже 5 ГПа. Полученные NFS спектры обрабатывались с помощью программы MOTIF, разработанной Ю. Швядько [30, 31].

Непосредственно после выполнения NFS экспериментов были выполнены исследования рентгеновской дифракции полученных образцов на синхротронных станциях P02 (PETRA III, Германия) и ID27 (ESRF, Франция). Для определения пространственного распределения фаз в образце была исполь-

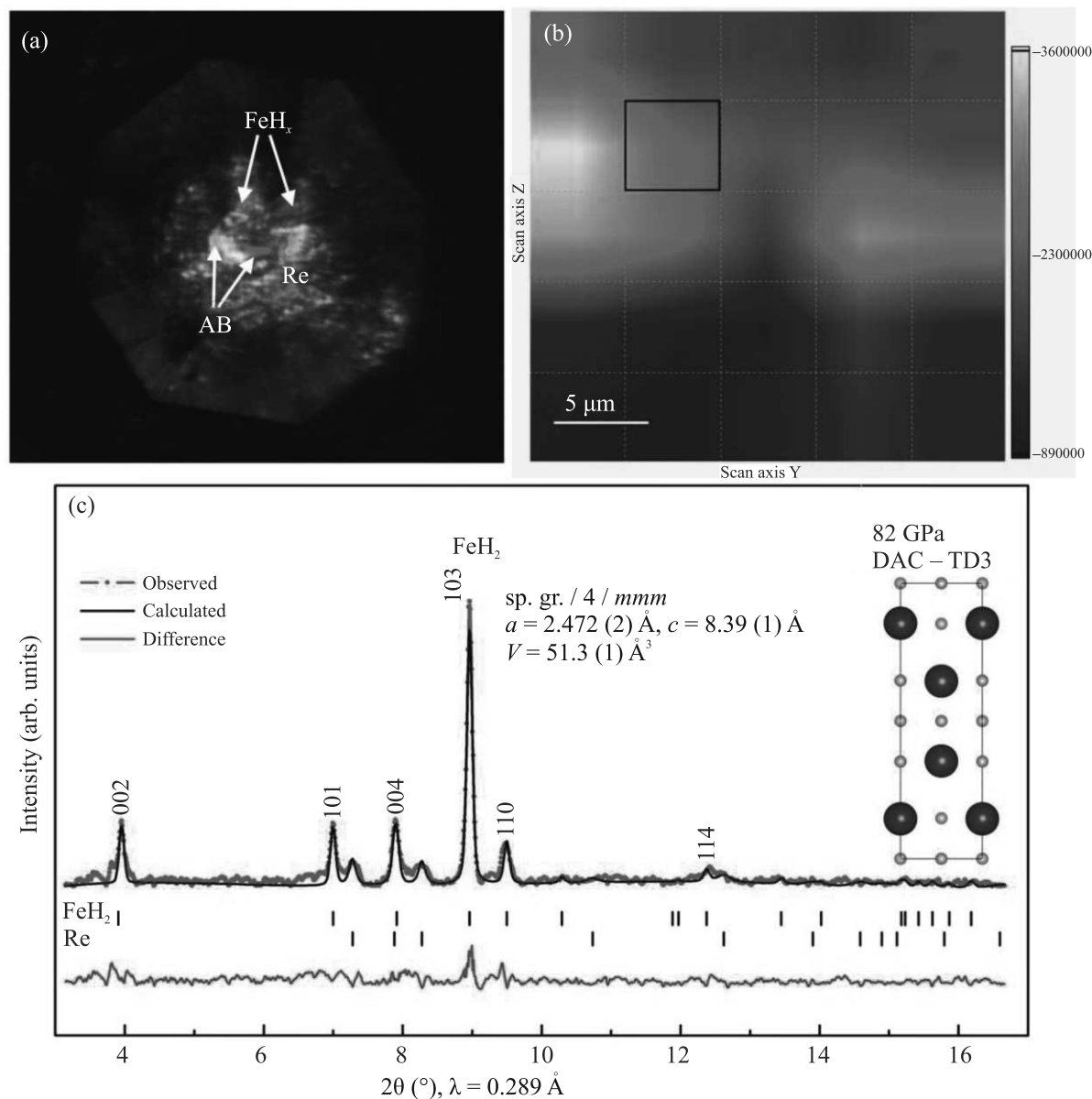


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Фотография образца FeH_x , синтезированного методом лазерного нагрева в системе $Fe - NH_3BH_3$ при давлении 77 ГПа в камере TD-3. (b) – Желто-зеленым цветом показаны области распределения фазы FeH_2 в образце при давлении 82 ГПа. (c) – Результат полнопрофильного уточнения структурных параметров FeH_2 при 82 ГПа методом Ле-Бейла по рентгенограмме из области, выделенной на рисунке (b). На вставке показана кристаллическая структура FeH_2 . Измерения проводились на станции P02 синхротрона PETRA-III (DESY, Гамбург, Германия)

зована методика рентгенодифракционной микроскопии с использованием острофокусного высокоинтенсивного рентгеновского пучка диаметром до 3 μm с длинами волн $\lambda = 0.289 \text{ \AA}$ (P02, PETRA III) и $\lambda = 0.3738 \text{ \AA}$ (ID27, ESRF). В результате двумерного сканирования снимался набор рентгеновских дифрактограмм с шагом 2–5 μm и после рентгенофазового анализа с использованием программ Dioptas [32] и XDI [33] восстанавливалось двумерное распределе-

ние (карта) идентифицированных кристаллических фаз микронных размеров.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение.

3.1. Измерение рентгеновской дифракции и рентгенофазовый анализ полигидридов железа FeH_x при высоких давлениях. На рисунке 2 показаны рентгеновские дифрактограммы, снятые на станции ID27, ESRF ($\lambda = 0.3738 \text{ \AA}$), от области вблизи Re

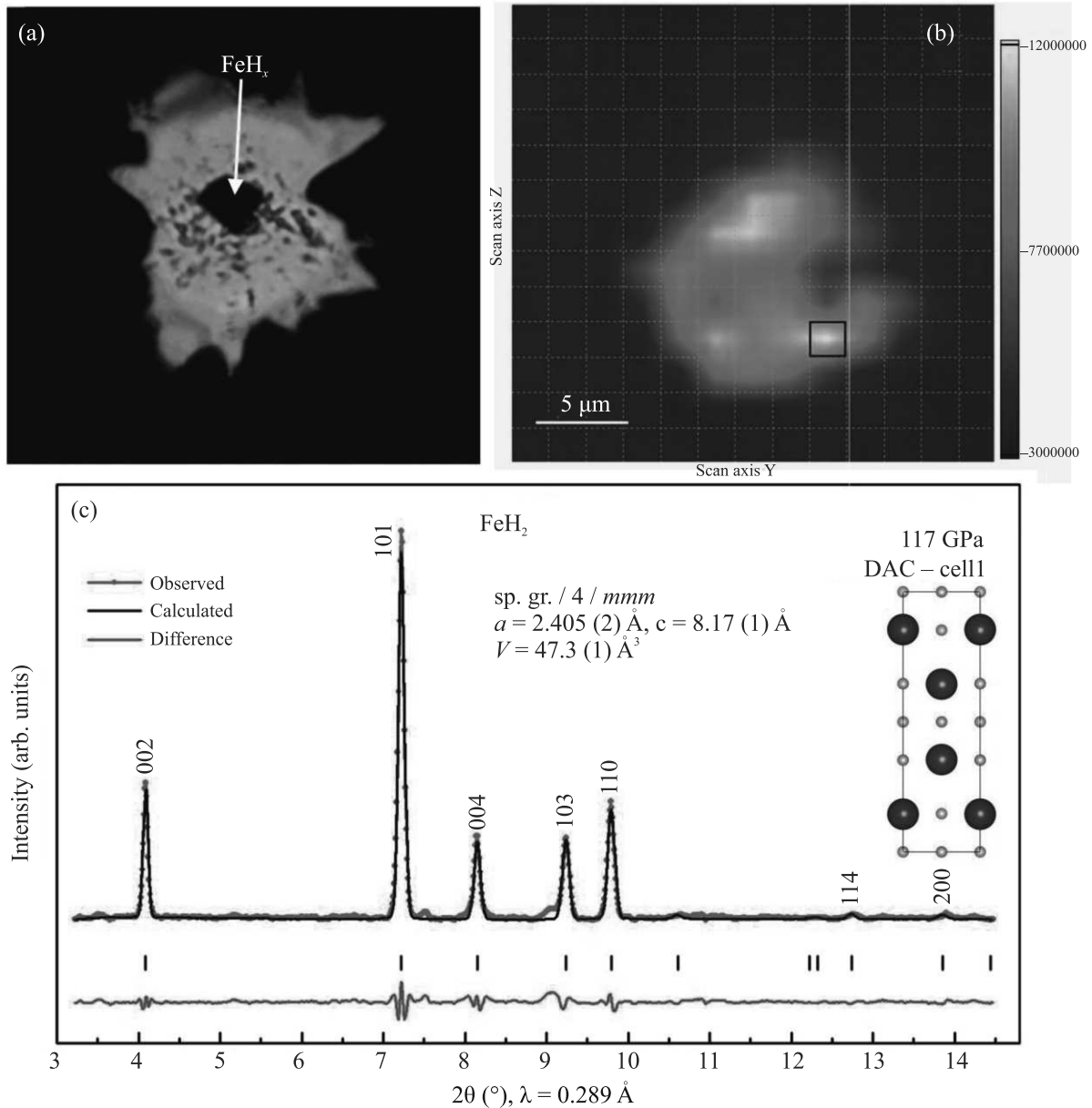


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Фотография образца FeH_x , синтезированного методом лазерного нагрева в системе $\text{Fe} - \text{NH}_3\text{BH}_3$ при давлении 90 ГПа в камере-1. (b) – Желто-зеленым цветом показана карта распределения фазы FeH_2 в образце при давлении 117 ГПа. (c) – Результат полнопрофильного уточнения структурных параметров FeH_2 методом Ле-Бейл по рентгенограмме из области, выделенной на рисунке (b). На вставке показана кристаллическая структура FeH_2 . Измерения проводились на станции P02 синхротрона PETRA-III (DESY, Гамбург, Германия).

гаскеты (в камере TD-3), где могли присутствовать несколько фаз. Поскольку образец, изначально приготовленный для измерений NFS, представлял собой очень тонкий слой толщиной около 0.5 мкм, рефлексы на рентгенограммах имеют малую интенсивность, недостаточную для надежного определения кристаллических фаз. Определенно регистрируются рефлексы гидрида тетрагональной фазы FeH_2 с пр.

$I4/mmm$ (фаза IV по данным NFS), а также наблюдаются дополнительные слабые рефлексы, которые могут соответствовать фазам теоретически рассчитанных гидридов FeH_3 (пр. гр. $Pm-3m$), FeH_5 (пр. гр. $C2/m$), Fe_3H_{13} (пр. гр. $I4/mmm$) [11, 14]. Такое многообразие различных структурных фаз FeH_x является свидетельством очень близких энергий этих систем и требует тщательного и подробного

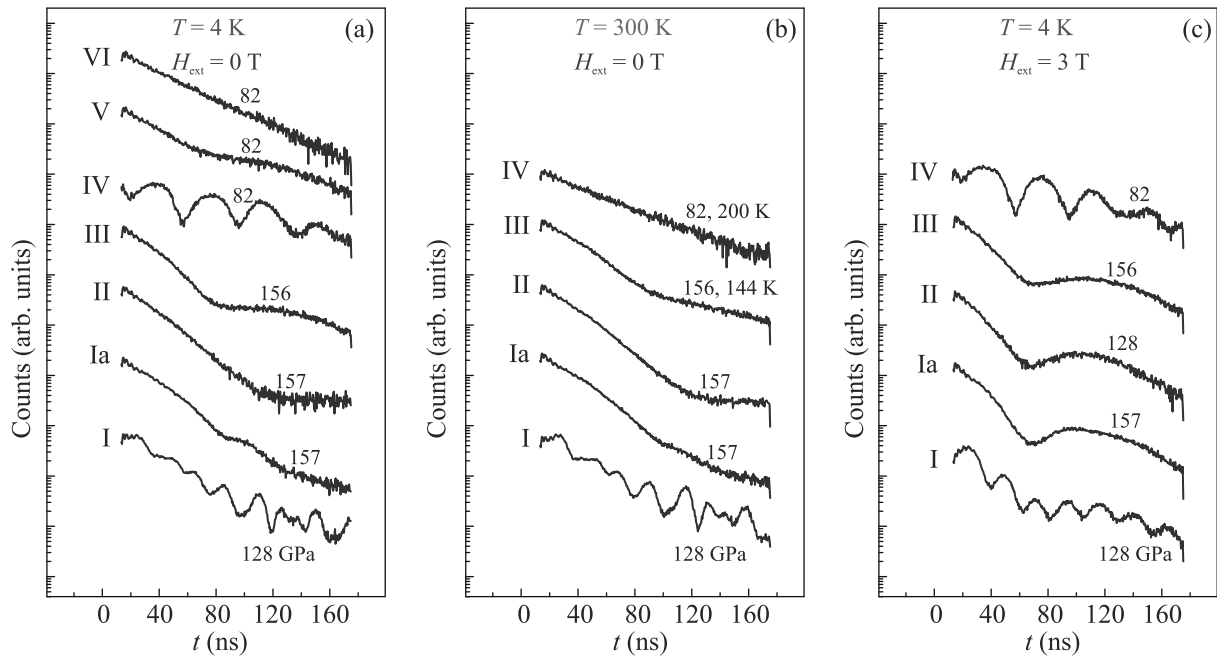


Рис. 5. (Цветной онлайн) Примеры различных фаз FeH_x , синтезированных и исследованных при различных давлениях, температурах и магнитных полях: (a) – при $T = 4 \text{ K}$; (b) – при комнатной температуре и частично при температурах существенно выше 4 K ; (c) – при $T = 4 \text{ K}$ во внешнем магнитном поле $H_{\text{ext}} = 3 \text{ T}$

изучения и документирования условий синтеза, а также отработки условий синтеза с точки зрения повторяемости результата.

На рисунках 3а и 4а показаны фотографии сборок экспериментов в двух камерах с алмазными наковальнями. На панелях 3б и 4б показаны карты распределения преобладающей тетрагональной фазы FeH_2 . На рисунках 3с и 4с показан результат полнопрофильного уточнения структурных параметров фазы FeH_2 методом Ле-Бейл по данным синхротронной рентгеновской дифракции (станция P02, PETRA III) при давлениях 82 и 117 ГПа с рисунком структуры FeH_2 во вставке на рисунках 3с и 4с. Параметры элементарной ячейки тетрагональной фазы $I4/mmm\text{-FeH}_2$ при 117 ГПа найдены равными: $a = 2.405(2) \text{ \AA}$, $c = 8.17(1) \text{ \AA}$ и $V = 47.3(1) \text{ \AA}^3$.

3.2. Синтез и мессбауэровские NFS исследования полигидридов FeH_x при высоких давлениях 77–157 ГПа. Работы по синтезу полигидридов железа (FeH_x) в условиях высоких давлений и высоких температур были выполнены с использованием установки лазерного нагрева на станции P02 синхротрона PETRA-III (DESY, Германия). При этом магнитные и электронные состояния FeH_x были исследованы методом синхротронной (СИ) мессбауэровской NFS (Fe-57) спектроскопии при высоких давлениях на станции P01 синхротрона PETRA-III.

Временные спектры ядерного резонансного рассеяния вперед (NFS) от ядер Fe-57 представляют интенсивность рассеянного синхротронного излучения в зависимости от времени после импульса СИ. Затухающий спад ядерного возбуждения модулируется во времени квантовыми и динамическими биениями. Квантовые биения возникают из-за расщепления ядерных уровней сверхтонким взаимодействием в результате интерференции компонентов рассеянного излучения подуровней с разными частотами. Период квантовых биений обратно пропорционален величине энергии сверхтонкого расщепления, а в нашем случае – величине магнитного сверхтонкого поля B_{hf} на ядрах железа (подробности см. в [34]).

По результатам измерения NFS спектров нами обнаружено несколько различных фаз полигидридов железа (FeH_x), из которых 7 фаз установлены достоверно. При этом в камере-1 после синтеза при давлении $P \sim 90 \text{ ГПа}$ в дальнейшем получены и исследованы фазы I, Ia и II. В камере-3 при давлении синтеза $P \sim 154 \text{ ГПа}$ получены фазы $\epsilon\text{-Fe}$ и III. В камере TD-3 при давлении синтеза $P \sim 77 \text{ ГПа}$ получены фазы IV (FeH_2), V и VI. На рисунке 5 приведена выборка из семи NFS спектров, характерных для семи различных фаз FeH_x , обнаруженных при самой низкой температуре в нашем эксперименте $\sim 4 \text{ K}$, а также из спектров, снятых во внешнем магнитном поле.

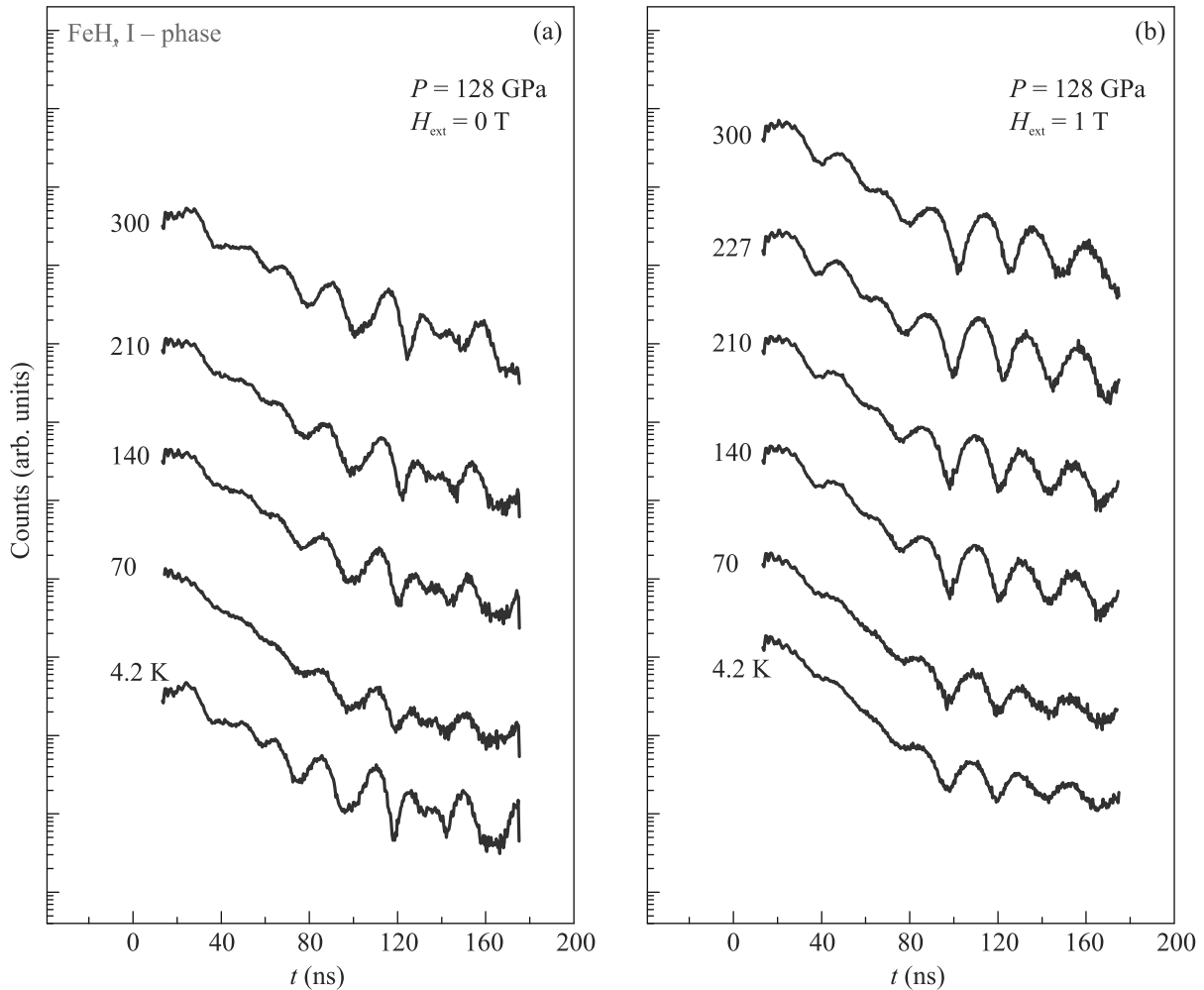


Рис. 6. (Цветной онлайн) Эволюция NFS спектров фазы I с ростом температуры для двух значений внешнего магнитного поля: (a) – $H_{\text{ext}} = 0$ Тл и (b) – $H_{\text{ext}} = 1$ Тл при давлении 128 ГПа

Из анализа зависимости NFS спектров от температуры и внешнего магнитного поля H_{ext} можно заключить, что наблюдаются, по крайней мере, три антиферромагнитные фазы (AF) (I, Ia и IV, рис. 5а–с), две ферромагнитные фазы (III и V) со слабым магнитным моментом (что проявляется в низком значении магнитного поля на ядре железа B_{hf}) и две немагнитные фазы (II и VI).

Одним из удивительных результатов нашего эксперимента является наблюдение магнитной фазы FeH_x (I) при давлении около 128 ГПа, причем эта фаза остается магнитной и при повышении температуры до комнатной (см. рис. 5). Обнаружение магнитоупорядоченного соединения железа при столь высоком давлении, соответствующем границе между нижней мантии и внешним ядром Земли является удивительным и необычным. Это рекордно высокое

давление существования магнитного соединения железа, наблюдавшееся до настоящего времени.

Как видно из рис. 5а и б, в диапазоне давлений 128–140 ГПа фаза I претерпевает магнитный переход с резким падением магнитного момента $I \rightarrow \text{Ia}$. Причем этот эффект наблюдается как при низкой (4 К), так и при комнатной температуре. В NFS спектрах это отражается в падении величины магнитного сверхтонкого поля B_{hf} на ядре железа почти в 4 раза! Однако фаза Ia все еще остается слабо-магнитной во всем диапазоне температур (4–300 К) при давлениях вплоть до ~ 156 ГПа. При сбросе давления от 156 до 110 ГПа в фазе Ia не наблюдается обратного магнитного перехода $\text{Ia} \rightarrow \text{I}$.

Таким образом, магнитный переход $I \rightarrow \text{Ia}$ с коллапсом магнитного момента, вероятно, является структурным фазовым переходом первого рода

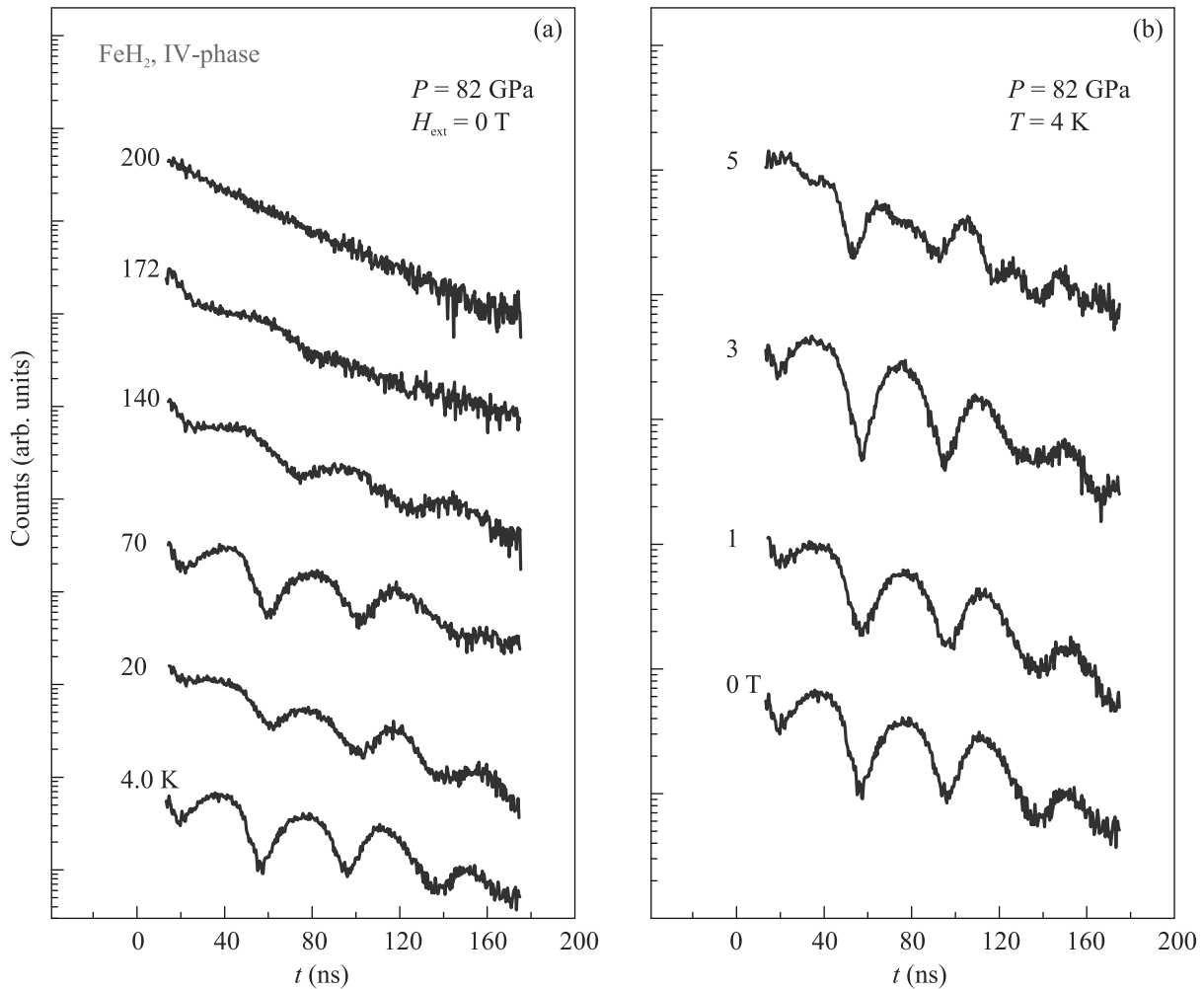


Рис. 7. (Цветной онлайн) (a) – Эволюция NFS спектров фазы IV с ростом температуры при давлении $P = 82$ ГПа. Уставлен переход в немагнитную фазу в диапазоне ~ 172 – 200 К. (b) – Эволюция NFS спектров в фазе IV в приложенном внешнем магнитном поле (H_{ext}) при $T = 4$ К и давлении $P = 82$ ГПа

с большим скачком объема кристаллической решетки и большим гистерезисом при обратном переходе $I_a \rightarrow I$.

При давлении 128 ГПа было исследовано влияние температуры и внешнего магнитного поля H_{ext} на магнитные свойства фазы I. Эволюции NFS спектров фазы I с ростом температуры для двух значений внешнего магнитного поля $H_{\text{ext}} = 0$ и 1 Тл при давлении 128 ГПа приведены на рис. 6а и б соответственно. В отличие от фазы IV (FeH_2) фаза I остается магнитной во всем температурном диапазоне (4–300 К) при давлениях как минимум до 128 ГПа со средней величиной сверхтонкого магнитного поля на ядре Fe-57 порядка $B_{\text{hf}} \sim 20$ Тл.

Из поведения NFS спектров (рис. 6) видно, что в фазе I сверхтонкое магнитное поле B_{hf} слабо падает с ростом температуры от 4 до 300 К, а также понижается при приложении внешнего

магнитного поля H_{ext} . Это указывает на антиферромагнитный (AF) характер магнитного упорядочения. Тем не менее, магнитный момент (на железе) остается большим вплоть до комнатной температуры. Дальнейшее изучение фазы I очень важно для понимания процессов, происходящих на границе между нижней мантией и ядром Земли.

На рисунке 7а показана эволюция NFS спектров с температурой в фазе IV. Из анализа распределения фаз по площади образцов в рентгеновских и NFS экспериментах, мы можем предположить, что эта фаза, скорее всего, относится к полигидриду FeH_2 . При давлении 82 ГПа магнитное сверхтонкое поле B_{hf} падает с ростом температуры, и в диапазоне 170–200 К фаза IV переходит в немагнитное состояние. Оценка температуры Нееля при давлении 82 ГПа дает значение $T_N \sim 174$ К.

На рисунке 7b приведена также эволюция NFS спектров в фазе IV от приложенного внешнего магнитного поля H_{ext} до 5 Тл при температуре 4 К. Установлено, что во внешнем поле сверхтонкое магнитное поле B_{hf} растет, причем при достижении $H_{\text{ext}} = 5$ Тл значение B_{hf} почти скачком увеличивается примерно в 2 раза. Возможно, это является результатом подавления термических спиновых флуктуаций за счет стабилизации магнитного момента внешним полем.

С помощью NFS спектров мы также исследовали влияние внешнего магнитного поля H_{ext} на сверхтонкое магнитное поле B_{hf} на ядрах Fe-57 в чистом железе до процедуры лазерного нагрева. На рисунке 8 показана эволюция спектров NFS (Fe-57) в чистом железе при $P = 110$ ГПа и $T = 4$ К с ростом внешнего магнитного поля H_{ext} до 5 Тл. Поле H_{ext} направлено вдоль синхротронного пучка, т.е. перпендикулярно плоскости образца. На вставке приведен отклик сверхтонкого магнитного поля B_{hf} на ядре Fe-57 от величины внешнего магнитного поля. Установлено, что при температуре 4 К магнитное поле на ядрах железа точно совпадает с величиной приложенного внешнего поля. Это показывает, что железо при давлении 110 ГПа является немагнитным даже при температуре 4 К (см. вставку на рис. 8).

Эти результаты вместе с NFS экспериментами по чистому железу при разных давлениях и температурах [25] дают возможность использовать чистое (немагнитное) железо в качестве датчика (сенсора) внешнего магнитного поля в экспериментах по вытеснению магнитного поля из сверхпроводника при высоких давлениях, подобно тому, как использовался мессбауэровский сенсор Sn-119 в экспериментах со сверхпроводником SH_3 в работе [2].

Следует отметить, что *немагнитные фазы* FeH_x очень важны с точки зрения поиска возможной высокотемпературной сверхпроводимости в полигидридах железа. В NFS спектрах фазы FeH_x очень легко можно отличить от чистого железа, так как у них существенно отличается величина изомерного сдвига. На рисунке 9 для примера показаны NFS спектры, полученные при давлении 157 ГПа от немагнитной фазы II, синтезированной в камере-1 при давлении $P \sim 90$ ГПа, в сравнении со спектрами от фазы ϵ -Fe. Видно, что измерения с внешним репером из нержавеющей стали (SS) дают возможность получить совершенно разные NFS спектры (см. рис. 9) и изучать независимо разные фазы. Кроме того, как уже обсуждалось выше, мы исследовали структуры этих новых фаз методом рентгеновской дифракции синхротронного излучения на станции P02 синхротрона

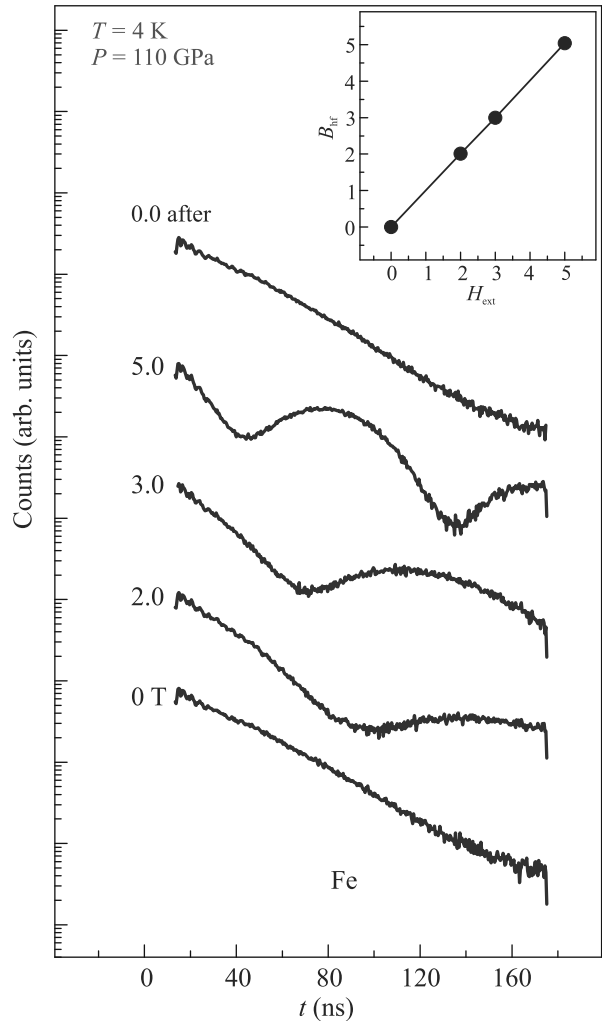


Рис. 8. (Цветной онлайн) Пример зависимости NFS спектров от внешнего магнитного поля в чистом железе в немагнитной ϵ -Fe фазе. На вставке: рассчитанная по программе MOTIF зависимость сверхтонкого поля B_{hf} на ядре Fe-57 от величины внешнего магнитного поля H_{ext} . Значения полей H_{ext} и B_{hf} практически совпадают, что свидетельствует, скорее всего, о диамагнитном состоянии ϵ -Fe фазы

PETRA-III (см. рис. 3) и на станции ID-27 синхротрона ESRF (см. рис. 2).

4. Обсуждение результатов. Наши эксперименты показали, что тип фазы полигидрида FeH_x очень чувствителен к условиям синтеза. Синтез проводился путем нагрева части образца мощным лазерным пучком (длина волны порядка 1 мкм) отдельными импульсами длительностью 0.3 с. Постепенно поднималась мощность от импульса к импульсу, пока не возникало видимое свечение образца. Оценочная температура нагрева образца лежит в диапазоне ~ 700 – 2000 К. Поскольку пятно от лазера име-

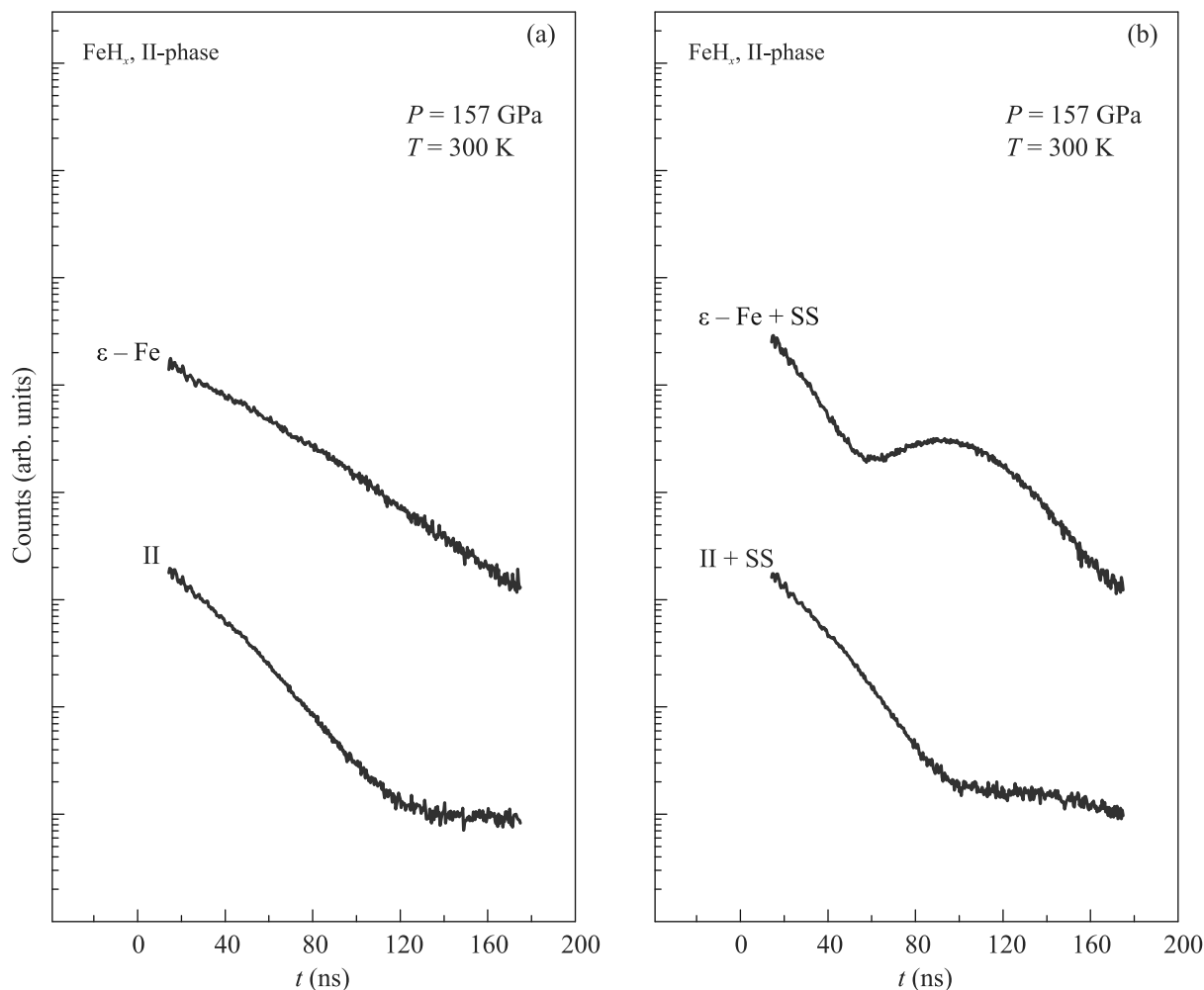


Рис. 9. (Цветной онлайн) Пример различия в изомерных сдвигах для чистого железа и гидрида FeH_x: (a) – NFS спектр фазы II в сравнении с чистым железом; (b) – NFS спектр фазы II с внешним репером SS (SS – нержавеющая сталь) в сравнении с Fe + SS спектром. Условия: $T = 300$ K, $P = 157$ ГПа. Очевидно существенное различие в характере NFS спектров и величине IS

ет неоднородную интенсивность по радиальной координате и его размер меньше размера образца, то в процессе нагрева возникает большой градиент температуры по образцу, который, очевидно, приводит к синтезу разных фаз FeH_x. Какая фаза в результате будет синтезирована, зависит, по-видимому, от локальной толщины образца, мощности и длительности воздействия лазерного излучения, а также локальной температуры в месте синтеза. В результате в месте синтеза конкретной фазы создается определенная температура и определенная концентрация водорода, обусловленная разложением борана аммиака. Свою роль также играет и величина высокого давления.

Таким образом, оказалось, что неоднородный нагрев образца оказался полезным для синтеза разных фаз FeH_x при одном и том же давлении. Как прави-

ло, если образец имеет размер примерно вдвое больше размера лазерного пятна, то синтезируются две фазы – фаза при высокой температуре и фаза при низкой. Такая ситуация, например, наблюдалась в камере-1, где при давлении 90 ГПа были синтезированы принципиально разные фазы I, Ia и II с совершенно разными магнитными свойствами.

Из проделанных экспериментов можно заключить, что для получения однородного образца определенной фазы необходимо нагревать образец полностью с малым температурным градиентом, а также контролировать максимальную температуру нагрева, при этом должны получаться разные фазы FeH_x.

Часть синтезированных фаз полигидридов железа FeH_x были изучены методом синхротронной рентгеновской дифракции. Определены структурные параметры тетрагональной антиферромагнитной фазы

FeH_2 , а также были зарегистрированы рефлексы, которые могут быть приписаны фазам полигидридов FeH_3 , FeH_5 , Fe_3H_{13} . В двух камерах построены карты распределения в образце преобладающей фазы FeH_2 .

Из NFS исследований следует, что существуют несколько разных соединений FeH_x с совершенно разными электронными и магнитными свойствами. Одна из фаз FeH_x является магнитной даже при высоком давлении как минимум до 128 ГПа, т.е. практически до границы между нижней мантией и внешним ядром Земли. Еще несколько фаз – антиферромагнитные (в частности FeH_2), и несколько – немагнитные. Такое разнообразие фаз FeH_x является результатом очень близких энергий этих систем и требует тщательного и подробного изучения и документирования условий синтеза.

На рисунке 10 приведена зависимость сверхтонкого магнитного поля на ядрах Fe-57 от температуры $B_{\text{hf}} = f(T)$ для фазы IV при давлении 82 ГПа (камера TD2). Величины полей B_{hf} рассчитывались из NFS спектров (см. рис. 7а) по программе MOTIF [30, 31]. По данным рентгенофазового анализа (см. рис. 4) при $P = 82$ ГПа эта фаза имеет состав FeH_2 и тетрагональную структуру с пр. гр. $I4/mmm$.

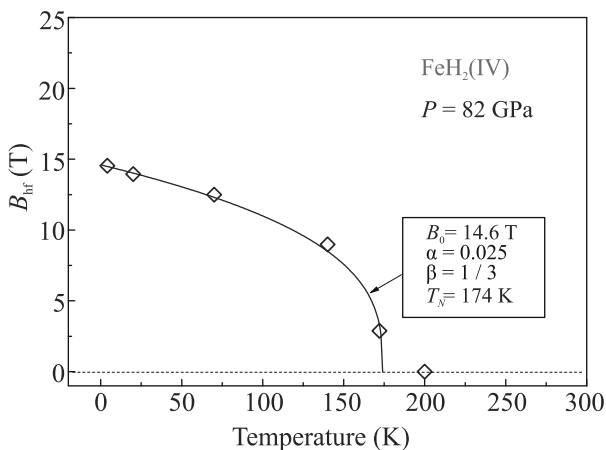


Рис. 10. (Цветной онлайн) Температурная зависимость магнитного поля B_{hf} на ядрах Fe-57 для фазы полигидрида FeH_2 (IV) тетрагональной структуры с пр. гр. $I4/mmm$ (камера TD2) при давлении 82 ГПа. Символы – экспериментальные точки, сплошная линия – подгонка к аналитической функции вида $B_{\text{hf}}(T) = B_0 \exp(-\alpha T/T_N)(1 - T/T_N)^\beta$. Наилучшая подгонка получилась при значениях параметров: $T_N = 174$ К, $B_0 = 14.6$ Тл, $\alpha = 0.025$, $\beta = 1/3$

На рисунке 10 экспериментальные точки аппроксимированы эмпирической формулой (критических коэффициентов), которую мы с успехом применяли ранее для описания температурной зависимости маг-

нитного сверхтонкого поля с учетом влияния различных давлений [35, 36] (сплошная линия):

$$B_{\text{hf}}(T) = B_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot T/T_N) \cdot (1 - T/T_N)^\beta. \quad (1)$$

По результатам аппроксимации получены следующие значения параметров: $T_N = 174$ К, $B_0 = 14.6$ Тл, $\alpha = 0.025$, $\beta = 1/3$.

Согласно рентгеновским данным фаза II также оказалась тетрагональной фазой FeH_2 с пр. гр. $I4/mmm$ (см. рис. 4), но при давлениях 128 и 157 ГПа она становится немагнитной во всем диапазоне исследованных температур 4–300 К (см. рис. 5).

Фаза I при давлении 128 ГПа остается магнитной при повышении температуры до комнатной и, возможно, выше комнатной (см. рис. 5). Как указывалось выше, это представляет огромный геофизический интерес, поскольку это давление близко к границе между нижней мантией и внешним ядром Земли.

Из полученных данных (рис. 6а) можно построить температурную зависимость сверхтонкого магнитного поля $B_{\text{hf}} = f(T)$ на ядрах Fe-57 для фазы I при давлении 128 ГПа (рис. 11). По результатам аппроксимации экспериментальных точек эмпирической формулой (1) (сплошная линия на рис. 11) получены следующие значения параметров: $T_N = 2100$ К, $B_0 = 21.4$ Тл, $\alpha = 0.015$, $\beta = 1/3$. Таким образом, можно ожидать, что фаза I полигидрида FeH_x будет магнитной вплоть до температур порядка ~ 2000 К при давлении около 128 ГПа. К сожалению, кристаллическую структуру фазы IV достоверно определить не удалось.

Следует отметить, что немагнитные фазы полигидридов (FeH_x) очень важны с точки зрения исследования возможной высокотемпературной сверхпроводимости. Эти результаты очень важны как с фундаментальной точки зрения физики полигидридов металлов, их магнетизма и сверхпроводимости, так и с точки зрения физики Земли и земного магнетизма.

Мы планируем дальнейшие эксперименты в этом направлении и теоретический анализ результатов.

Авторы благодарят Олафа Леопольда, Илью Сергеева, Ганса-Кристиана Вилля за подготовку NFS эксперимента и помощь при измерении NFS спектров на линии P01 синхротрона PETRA-III (DESY, Германия). Авторы благодарят Константина Глазырина и Анну Пахову за помощь с синтезом полигидридов на установке лазерного нагрева и с измерением рентгеновских дифрактограмм на станции P02 синхротрона PETRA-III (DESY, Германия). Авторы благодарят Питера Лиерманна за

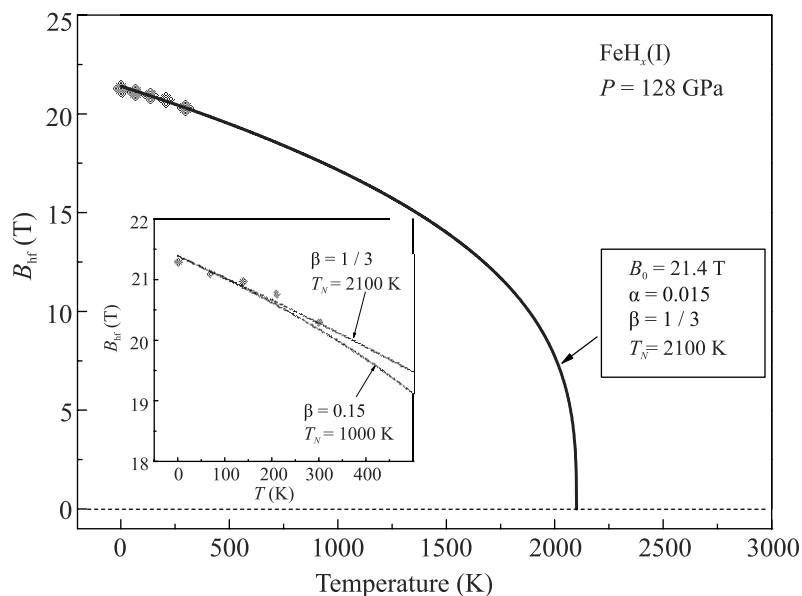


Рис. 11. (Цветной онлайн) Температурная зависимость магнитного поля B_{hf} на ядрах Fe-57 для фазы FeH_x (I) при давлении 128 ГПа. Символы – экспериментальные точки, сплошная линия – подгонка к аналитической функции вида $B_{\text{hf}}(T) = B_0 \exp(-\alpha T/T_N)(1 - T/T_N)^\beta$. На вставке символами показаны экспериментальные точки. Сплошная темно-красная линия – это подгонка с параметрами $T_N = 2100$ К, $B_0 = 21.4$ Тл, $\alpha = 0.015$ Т $^{-1}$, $\beta = 1/3$. Сплошная синяя линия – это подгонка с параметрами $T_N = 1000$ К, $B_0 = 21.4$ Тл, $\alpha = 0.015$ Т $^{-1}$, $\beta = 0.15$. Очевидно, что подгонка к $T_N = 2100$ К существенно лучше, чем для $T_N = 1000$ К

помощь с измерением давления на рамановской установке станции P02 синхротрона PETRA-III (DESY, Германия).

Работа была выполнена главным образом при поддержке гранта Российского научного фонда # 21-12-00344. Юстировочная система рамановской установки, используемой при подготовке экспериментальныхборок, была создана при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по гранту # 075-15-2021-1362. При подготовке зарядки образцов для эксперимента использовалось оборудование ЦКП “Ускорительный центр нейтронных исследований структуры вещества и ядерной медицины” Института ядерных исследований РАН. Предварительные рентгеноструктурные исследования проведены при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” с использованием оборудования ЦКП (проект RFMEFI62119X0035).

1. A. P. Drozdov, M. I. Erements, I. A. Troyan, V. Ksenofontov, and S. I. Shylin, *Nature* **525**, 73 (2015).
2. I. Troyan, A. Gavriluk, R. Ruffer, A. Chumakov,

A. Mironovich, I. Lyubutin, D. Perekalin, A. P. Drozdov, and M. I. Erements, *Science* **351**, 1303 (2016).

3. M. Somayazulu, M. Ahart, A. K. Mishra, Z. M. Geballe, M. Baldini, Y. Meng, V. V. Struzhkin, and R. J. Hemley, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 027001 (2019).
4. I. A. Troyan, D. V. Semenov, A. G. Kvashnin, A. V. Sadakov, O. A. Sobolevskiy, V. M. Pudalov, A. G. Ivanova, V. B. Prakapenka, E. Greenberg, A. G. Gavriluk, I. S. Lyubutin, V. V. Struzhkin, A. Bergara, I. Errea, R. Bianco, M. Calandra, F. Mauri, L. Monacelli, R. Akashi, and A. R. Oganov, *Adv. Mater.* **2006832**, 1 (2021).
5. D. Wang, Y. Ding, and H.-K. Mao, *Materials* **14**, 7563 (2021).
6. I. A. Troyan, D. V. Semenov, A. G. Ivanova, A. G. Kvashnin, D. Zhou, A. V. Sadakov, O. A. Sobolevskiy, V. M. Pudalov, I. S. Lyubutin, and A. R. Oganov, *Phys.-Uspekhi* **65**, 748 (2022).
7. D. Y. Pushcharovsky, *Geochemistry International* **57**, 941 (2019).
8. K. D. Litasov and A. F. Shatskiy, *Russian Geology and Geophysics* **57**, 22 (2016).
9. Z. G. Bazhanova, V. V. Roizen, and A. R. Oganov, *Phys.-Uspekhi* **60**, 1025 (2017).
10. K. D. Litasov, Z. I. Popov, P. N. Gavryushkin, S. G. Ovchinnikov, and A. S. Fedorov, *Russian Geology and Geophysics* **56**, 164 (2015).

11. C. M. Pépin, A. Dewaele, G. Geneste, P. Loubeyre, and M. Mezouar, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 265504 (2014).
12. C. M. Pépin, *Science* **357**, 382 (2017).
13. Z. G. Bazhanova, A. R. Oganov, and O. Gianola, *Phys.-Uspekhi* **55**, 489 (2012).
14. A. G. Kvashnin, I. A. Kruglov, D. V. Semenok, and A. R. Oganov, *J. Phys. Chem. C* **122**, 4731 (2018).
15. F. Li, D. Wang, H. Du, D. Zhou, Y. Ma, and Y. Liu, *RSC Adv.* **7**, 12570 (2017).
16. N. Zarifi, T. Bi, H. Liu, and E. Zurek, *J. Phys. Chem. C* **122**, 24262 (2018).
17. S. Zhang, J. Lin, Y. Wang, G. Yang, A. Bergara, and Y. Ma, *J. Phys. Chem. C* **122**, 12022 (2018).
18. D. N. Sagatova, P. N. Gavryushkin, N. E. Sagatov, I. V. Medrish, and K. D. Litasov, *JETP Lett.* **111**, 145 (2020).
19. A. Majumdar, J. S. Tse, M. Wu, and Y. Yao, *Phys. Rev. B* **96**, 201107(R) (2017).
20. C. Heil, G. B. Bachelet, and L. Boeri, *Phys. Rev. B* **97**, 214510 (2018).
21. E. C. Thompson, A. H. Davis, W. Bi, J. Zhao, E. E. Alp, D. Zhang, E. Greenberg, V. B. Prakapenka, and A. J. Campbell, *Geochemistry Geophysics Geosystems* **19**, 305 (2018).
22. J. V. Badding, R. J. Hemley, and H. K. Mao, *Science* **253**, 421 (1991).
23. N. Hirao, T. Kondo, E. Ohtani, K. Takemura, and T. Kikegawa, *Geophysical Research Letters* **31**, L06616 (2004).
24. J. Ying, J. Zhao, W. Bi, E. E. Alp, Y. Xiao, P. Chow, G. Shen, and V. V. Struzhkin, *Phys. Rev. B* **101**, 020405(R) (2020).
25. A. Gavriiliuk, I. Trojan, S. Aksenov, O. Leupold, I. Sergeev, H. Wille, A. Mironovich, I. Lyubutin, and V. Struzhkin, *EPSC-DPS Joint Meeting 2019* **13**, EPSC-DPS2019-886 (2019).
26. I. S. Lyubutin, I. A. Trojan, and A. G. Gavriiliuk, *XVI International Conference Mossbauer Spectroscopy and its Applications* (2022), p. 68.
27. Yu. V. Kondrat'ev, A. V. Butlak, I. V. Kazakov, and A. Y. Timoshkin, *Thermochimica Acta* **622**, 64 (2015).
28. A. G. Gavriiliuk, A. A. Mironovich, and V. V. Struzhkin, *Rev. Sci. Instrum.* **80**, 043906 (2009).
29. Y. Akahama and H. Kawamura, *J. Appl. Phys.* **100**, 043516 (2006).
30. Y. V. Shvyd'ko, *Phys. Rev. B* **59**, 9132 (1999).
31. Y. V. Shvyd'ko, *Hyperfine Interactions* **125**, 173 (2000).
32. C. Prescher and V. B. Prakapenka, *High Pressure Research* **35**, 223 (2015).
33. R. Hrubiak, J. S. Smith, and G. Shen, *Rev. Sci. Instrum.* **90**, 025109 (2019).
34. G. V. Smirnov, *Hyperfine Interactions* **123**, 31 (1999).
35. A. G. Gavriiliuk, I. A. Trojan, I. S. Lyubutin, S. G. Ovchinnikov, and V. A. Sarkissian, *JETP* **100**, 688 (2005).
36. A. G. Gavriiliuk, I. S. Lyubutin, S. S. Starchikov, A. A. Mironovich, S. G. Ovchinnikov, I. A. Trojan, Y. Xiao, P. Chow, S. V. Sinogeikin, and V. V. Struzhkin, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 162402 (2013).

Смешанный тип магнитного порядка в собственных магнитных топологических изоляторах $\text{Mn}(\text{Bi},\text{Sb})_2\text{Te}_4$

Д. А. Глазкова^{a1)}, Д. А. Естюнин^a, И. И. Климовских^{b,a}, А. А. Рыбкина^a, И. А. Головчанский^{b,c,i},
О. Е. Терещенко^{d,e,f,a}, К. А. Кох^{g,h,a}, И. В. Щетинин^c, В. А. Голяшов^{d,e,f,a}, А. М. Шикин^a

^a Санкт-Петербургский государственный университет, 198504 С.-Петербург, Россия

^b Центр перспективных методов мезофизики и нанотехнологий, Московский физико-технический институт, Национальный исследовательский университет, 141700 Долгопрудный, Россия

^c Национальный Университет науки и технологий МИСиС, 119049 Москва, Россия

^d Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^e ЦКП “СКИФ”, Институт катализа им. Г. К. Борескова Сибирского отделения РАН, 630559 Кольцово, Россия

^f Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

^g Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^h Кемеровский государственный университет, 650000 Кемерово, Россия

ⁱ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, 127055 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 октября 2022 г.

После переработки 22 октября 2022 г.

Принята к публикации 23 октября 2022 г.

Материал $\text{Mn}(\text{Bi},\text{Sb})_2\text{Te}_4$ известен как собственный магнитный топологический изолятор, в котором точка Дирака может быть локализована на уровне Ферми путем замещения атомов Bi атомами Sb. Это необходимо для реализации квантового аномального эффекта Холла и других уникальных квантовых эффектов. Ранее в литературе было показано, что для образцов $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ характерно антиферромагнитное упорядочение в широких пределах изменения x (от 0 до 0.5). В данной работе экспериментально показан смешанный тип магнитного упорядочения, подразумевающий наличие одновременно ферромагнитного и антиферромагнитного порядков в системе. Установлены основные воспроизводимые магнитные характеристики данной магнитной структуры и их поведение в зависимости от изменения концентрации атомов Sb.

DOI: 10.31857/S1234567822230082, EDN: meaktu

В настоящее время собственный магнитный топологический изолятор (ТИ) MnBi_2Te_4 [1, 2] является наиболее многообещающей платформой для реализации ряда квантовых эффектов, обусловленных комбинацией в материале магнитных и топологических свойств [3–10]. Активно изучаются различные модификации стехиометрии MnBi_2Te_4 для улучшения свойств материала [11–15], либо для отслеживания изменений электронной структуры ТИ в зависимости от несовершенства структуры: дефектов и отклонений в стехиометрии [16].

Одним из направлений таких исследований стало изучение модификации стехиометрии MnBi_2Te_4 путем замещения атомов Bi атомами Sb [12, 17–19].

Такое замещение является надежным и относительно простым методом для компенсации электронного легирования, характерного для синтезированного методом Бриджмена монокристалла MnBi_2Te_4 , и получения материала $\text{Mn}(\text{Bi},\text{Sb})_2\text{Te}_4$ исходно в состоянии компенсированного полупроводника, что является необходимым условием для реализации квантового аномального эффекта Холла.

Ранее в литературе было показано [12], что вплоть до концентраций атомов Sb $x = 0.5$ материал сохраняет антиферромагнитную (АФМ) упорядоченность с незначительным понижением температуры Нееля (с $T_N = 24.7$ К для MnBi_2Te_4 до $T_N = 22.1$ К для MnBiSbTe_4). При этом известно, что материал MnSb_2Te_4 может существовать как в АФМ, так и в ферромагнитной (ФМ) и ферримагнитной фазах с

¹⁾e-mail: daria.a.glazkova@gmail.com

температурами магнитного перехода от $T_C = 19$ К до $T_C = 50$ К [20–23]. Считается, что такой разброс результатов в различных работах вызван тем фактом, что атомы Mn и Sb гораздо чаще образуют дефекты замещения друг с другом, чем атомы Mn и Bi [18, 20, 24], при этом в зависимости от концентрации и типов дефектов образцы MnSb_2Te_4 проявляют различные магнитные свойства.

После обширного изучения материалов MnSb_2Te_4 и обнаружения широкой вариативности его магнитных свойств естественно предположить, что и материалы смешанной стехиометрии $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ могут проявлять различные магнитные свойства. В недавней работе [25] было показано, что материал $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_4\text{Te}_7$ может переходить в ФМ фазу при малых ($x = 0.15$) концентрациях атомов Sb.

В данной работе было проведено исследование магнитной структуры ряда образцов $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ в диапазоне $x = [0.1, 0.5]$. Здесь и далее под концентрацией атомов Sb имеется в виду концентрация, заявленная при росте. Особое внимание было уделено образцу $\text{Mn}(\text{Bi}_{0.8}\text{Sb}_{0.2})_2\text{Te}_4$, так как именно в случае с концентрацией атомов Sb $x = 0.2$ точка Дирака локализуется на уровне Ферми. Для изучения магнитных свойств в исследовании была использована СКВИД-магнитометрия, а так же метод ферромагнитного резонанса (ФМР) по аналогии с работами [26, 27].

Экспериментальные результаты и обсуждение. В работе был измерен ряд образцов $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ с заявленными при росте значениями $x = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ при помощи магнитометра СКВИД и методом ФМР. Повторение эксперимента на разных образцах одинаковой стехиометрии показывало воспроизводимость для одних параметров и сильные флуктуации для других.

При росте материала MnBi_2Te_4 , состоящего из семислойных блоков $\text{Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te}$, возможен дополнительный рост пятислойных блоков Te-Bi-Te-Bi-Te [28]. Разделение семислойных блоков пятислойными блоками ведет к образованию фаз $\text{MnBi}_2\text{Te}_4(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$, $m = 1, 2, \dots$, для которых характерны иные, чем для MnBi_2Te_4 , магнитные свойства [29]. При увеличении количества пятислойных блоков уменьшается константа обменного взаимодействия, и АФМ фаза становится менее стабильна. При наличии в кристаллической структуре областей с различным m будет естественно обнаружить смешанный тип магнитного упорядочения при измерении магнитных свойств. Таким образом, принципиально важно показать

соотношение кристаллических фаз в изучаемых материалах.

Исследуемые образцы были комплексно изучены на предмет соответствия заявленным стехиометрическим свойствам. Кристаллическая структура была изучена с помощью рентгеновской дифракции монокристалла (РДМ), так как при использовании данного метода различные фазы $\text{MnBi}_2\text{Te}_4(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$, $m = 0, 1, 2, \dots$ хорошо разделены [29]. Образцы были исследованы методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР), для изучения особенностей электронной структуры, в том числе топологических поверхностных состояний, свойственных данным материалам. Для оценки концентрации атомов на поверхности материала использовался метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

На рисунке 1 представлены РДМ (а), ФЭСУР (b) и РФЭС (c) спектры для образца $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ при $x = 0.2$. Из РДМ спектра на рис. 1а видно, что структурно в данном образце проявляется фаза MnBi_2Te_4 [30] с незначительными вкраплениями фазы $\text{MnBi}_2\text{Te}_4(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$, $m > 0$ (пики отмечены на рис. 1а символом *), однако фаза MnBi_2Te_4 остается существенно преобладающей. На ФЭСУР спектре рис. 1b можно видеть нижнюю часть конуса Дирака топологических поверхностных состояний, сливающуюся с верхней частью валентной зоны. Запрещенная зона, разделяющая верхнюю и нижнюю части конуса, локализована на уровне Ферми, что полностью соответствует характерным для данного материала особенностям. РФЭС спектр на рис. 1c позволяет вычислить концентрацию атомов на измеряемой области поверхности по интенсивностям пиков остовных уровней. Для расчетов использовалась база данных сечений фотоионизации Тржасковской [31]. Вычисление показывает, что концентрации атомов составляют: 15 % для Mn, 23 % для Bi, 7 % для Sb и 55 % для Te. Такие концентрации отличаются от заявленных при росте на 1–2 %, что вполне укладывается в погрешность используемого метода и позволяет считать соотношение концентраций атомов на поверхности образца соответствующими заявленным. Действительное значение концентрации атомов Sb оказывается больше значения, заявленного при росте, однако это известная и ожидаемая закономерность при росте данных соединений [32, 33].

На рисунке 2а–е представлены зависимости магнитного момента от приложенного вдоль кристаллографической оси c магнитного поля, измеренные при помощи магнитометра СКВИД для образцов с различной концентрацией атомов Sb. Образцы пред-

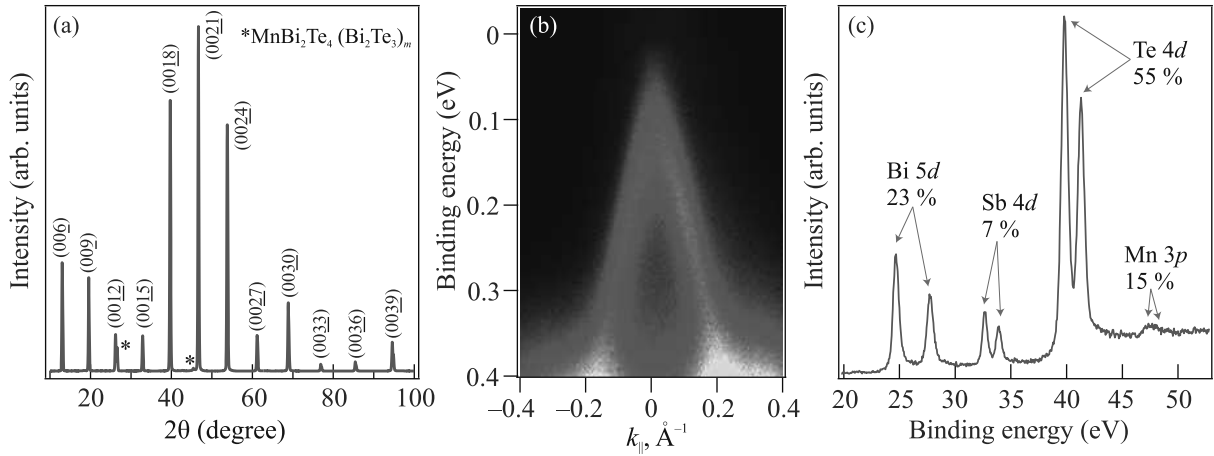


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – РДМ спектр образца $\text{Mn}(\text{Bi}_{0.8}\text{Sb}_{0.2})_2\text{Te}_4$, линии спектра, характерные $\text{Mn}(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_4$, обозначены цифрами. Линии спектра, характерные $\text{MnBi}_2\text{Te}_4(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$, $m > 0$, обозначены символом *. (b) – ФЭСУР спектр $\text{Mn}(\text{Bi}_{0.8}\text{Sb}_{0.2})_2\text{Te}_4$, демонстрирующий нижнюю часть конуса Дирака топологических поверхностных состояний, запрещенная зона в точке Дирака локализована на уровне Ферми. (с) – РФЭС спектры основных уровней для всех элементов, присутствующих в образце $\text{Mn}(\text{Bi}_{0.8}\text{Sb}_{0.2})_2\text{Te}_4$

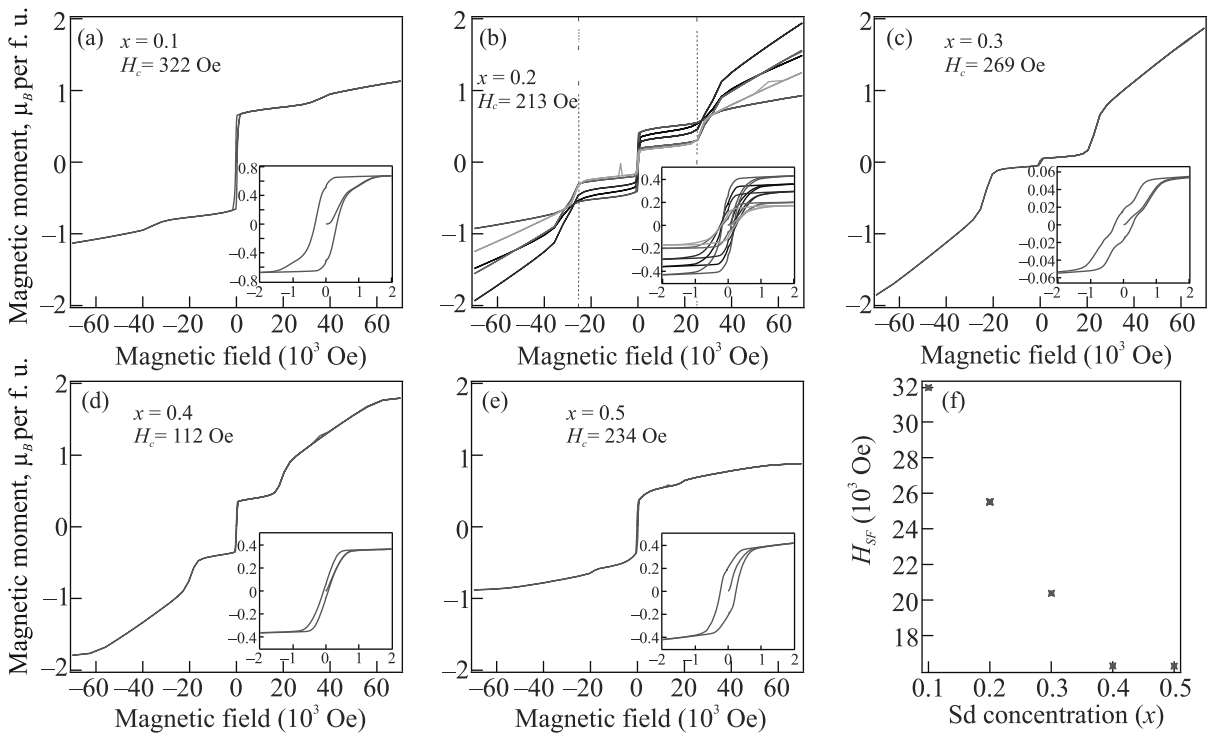


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а)–(е) – Зависимости магнитного момента от приложенного магнитного поля для образцов $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ с концентрациями атомов Sb $x = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ и 0.5 соответственно; (f) – зависимость поля спин-флоп перехода H_{SF} от концентрации атомов Sb

ставляли собой плоские кристаллы весом от 0.3 до 4 мг. Можно видеть, что измеренные зависимости представляют собой суперпозицию ФМ петли гистерезиса (см. вставки на рис. 2а–е) и АФМ зависимости намагниченности от поля с характерным изломом –

спин-флоп переходом (отмечен пунктирной линией на рис. 2b). Зависимости намагниченности от поля измерялись при температуре $T = 2$ К. Для сравнения с литературными данными величина магнитного момента M была пересчитана из единиц (emu), полу-

ченных при измерении, в единицы μ_B на формульную единицу MnBi_2Te_4 (предполагалось наличие одного атома Mn на блок). Таким образом, при наличии в образце блоков без слоя Mn (пятислойников) общий магнитный момент при пересчете окажется занижен. Однако, согласно РДМ данным (рис. 1а), в структурах образцов не наблюдается значимого количества пятислойных блоков. Для пересчета использовалось выражение:

$$M [\mu_B/\text{f.u.}] = M [\text{emu}] \cdot \frac{m_{\text{f.u.}}[g]}{m_0[g]} \cdot k, \quad (1)$$

где m_0 – масса образца, k – коэффициент перевода, $m_{\text{f.u.}}$ – масса одной формульной единицы, рассчитанная как сумма масс всех атомов в стехиометрической формуле.

На рисунке 2b представлены зависимости для нескольких образцов с одинаковой концентрацией атомов Sb. Видно, что намагниченность насыщения ФМ вклада и наклон кривой АФМ вклада при полях выше поля спин-флоп перехода существенно отличаются от образца к образцу. Такое поведение означает флуктуации ФМ и АФМ вкладов. Можно заметить, что чем меньше петля гистерезиса, тем больший наблюдается наклон кривой при спин-флоп переходе. Можно сделать вывод, что вклады ФМ и АФМ фаз коррелируют: при увеличении ФМ-вклада АФМ вклад уменьшается, и наоборот.

Для каждой петли гистерезиса была оценена коэрцитивная сила H_C ФМ вклада. Несмотря на разброс значений H_C для различных образцов с одинаковой заявленной концентрацией, расхождение составляло лишь около 10 Э вблизи некоторого определенного значения. В связи с тем, что коэрцитивная сила связана с дефектностью образцов, можно утверждать, что для каждой стехиометрии $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ при росте для достижения термодинамического равновесия необходим определенный уровень дефектности.

Кроме того, для каждого спектра было оценено магнитное поле спин-флоп перехода H_{SF} . Магнитное поле спин-флоп перехода H_{SF} и намагниченность насыщения АФМ фазы M_S являются экспериментальными параметрами, позволяющими установить основные характеристики антиферромагнетика: эффективные поля H_A и H_E , которые описывают анизотропию и обменное взаимодействие соответственно [34]. Однако установить намагниченность насыщения M_S не представляется возможным, так как приложенного магнитного поля недостаточно для достижения насыщения магнитного момента [16]. Таким образом, остается только возможность проанализировать H_{SF} . На рисунке 2b положение H_{SF} отмечено

вертикальными пунктирными линиями. Для различных образцов одной стехиометрии H_{SF} сохраняется. На рисунке 2f представлена зависимость магнитного поля спин-флоп перехода от концентрации атомов Sb. Можно видеть, что данная зависимость характеризуется монотонным убыванием при малых концентрациях атомов Sb.

Таким образом, несмотря на очевидные флуктуации ФМ и АФМ вкладов для одинаковой стехиометрии, характеристики ФМ и АФМ вкладов показывают устойчивую зависимость от концентрации атомов Sb.

Для анализа изменения температуры АФМ перехода была измерена зависимость магнитной восприимчивости χ от температуры для образцов $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ с различной стехиометрией. Полученные кривые представлены на рис. 3а–е в форме обратной восприимчивости $1/\chi$. Все зависимости измерялись в магнитном поле 50 Э , приложенном вдоль кристаллографической оси c . Можно видеть, что температура АФМ перехода уменьшается с увеличением концентрации атомов Sb. Такое уменьшение характерно и для образцов с чистой АФМ фазой [12], однако, в случае смешанной фазы уменьшение менее выражено. На рисунке 3b приведены данные для различных образцов одинаковой стехиометрии, что явно демонстрирует сохранение температуры АФМ перехода при одинаковой стехиометрии, несмотря на флуктуацию вкладов АФМ и ФМ фаз. На рисунке 3f показана зависимость магнитной восприимчивости от температуры для образцов с различными стехиометриями для демонстрации поведения ФМ фазы. Температура ФМ перехода для образцов всех стехиометрий сохраняется на уровне $T_C = 17 \text{ К}$. Заметим, что температура ФМ-перехода меньше температуры АФМ-перехода.

Изучение магнитных свойств образцов $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ с $x = 0.2$ и $x = 0.4$ методом ФМР проводилось по аналогии с работами [26, 27]. Образцы для СВЧ измерений представляли собой чешуйки толщиной около 100 мкм и латеральными размерами $2\text{--}3 \text{ мм}$ с кристаллографической осью c , направленной перпендикулярно плоскости образца. Таким образом, была реализована тонкопленочная геометрия. На рисунке 4а представлен СВЧ спектр образца $\text{Mn}(\text{Bi}_{0.8}\text{Sb}_{0.2})_2\text{Te}_4$ при температуре 13 К и поле, направленном вдоль волновода. На рисунке 4б показано сечение спектра $S_{21}(H)$ при частоте 11.52 ГГц . Для определения резонансного поля проведено моделирование зависимости $S_{21}(H)$ с помощью комплексной резонансной восприимчивости [35] с учетом фона.

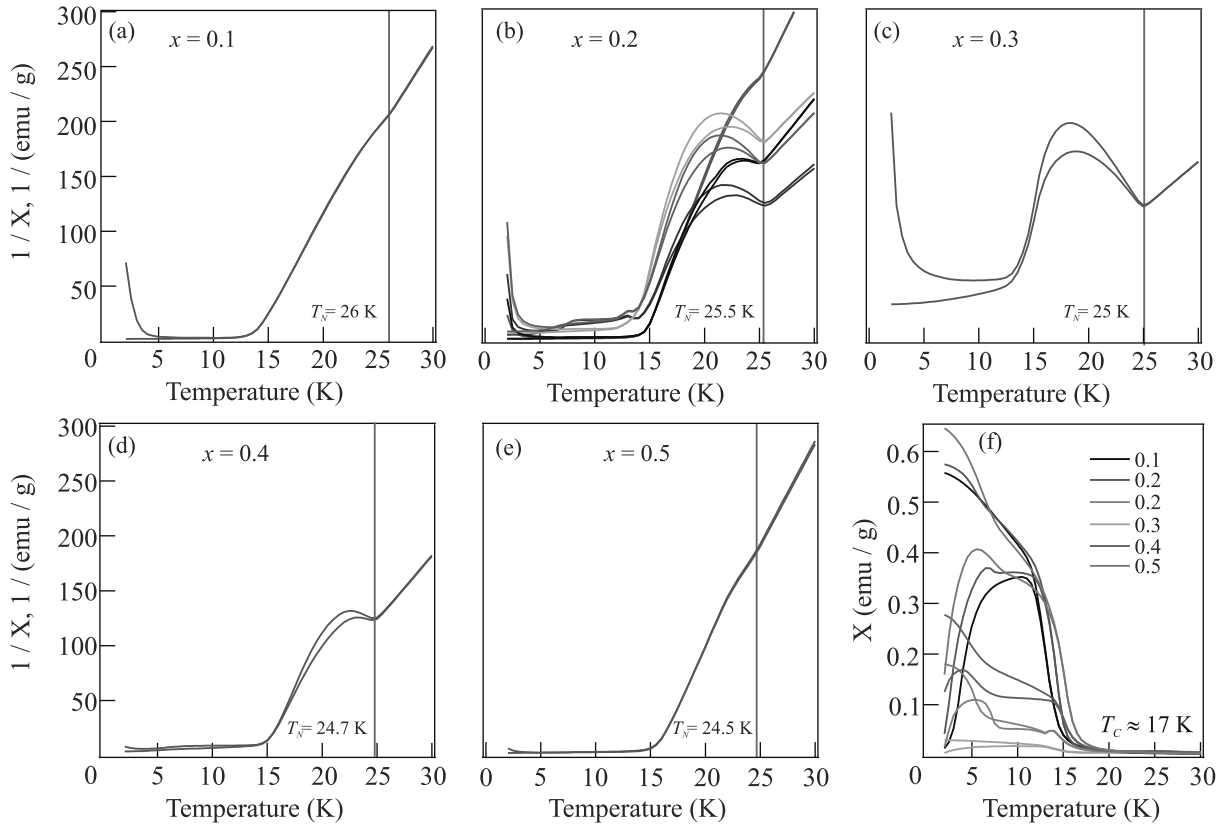


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a)–(e) – Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости для образцов $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ с концентрациями атомов Sb $x = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ и 0.5 , соответственно. Серой линией отмечена температура АФМ перехода. (f) – Зависимость магнитной восприимчивости от температуры для образцов $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ с различными стехиометриями

СВЧ спектр анализировался в диапазоне полей выше поля насыщения ФМ фазы и ниже поля спинфлуп перехода (см. рис. 2) с целью исключения влияния возможного обменного взаимодействия между ФМ и АФМ фазами и доменного состояния на положение резонансной линии. На рисунке 4с представлена экспериментальная зависимость резонансной частоты от поля $f_r(H)$. При таких условиях резонанс ФМ фазы описывается простыми формулами Киттеля для тонкопленочной геометрии [36]:

$$\frac{2\pi f_r}{\gamma} = \sqrt{H(H + M_{\text{eff}})} \quad (2)$$

при ориентации поля вдоль волновода (перпендикулярно оси c) и

$$\frac{2\pi f_r}{\gamma} = H - M_{\text{eff}} \quad (3)$$

при ориентации поля перпендикулярно волноводу (вдоль оси c). В выражениях (2) и (3) параметр γ – гиромагнитное отношение, а эффективная намагниченность насыщения $M_{\text{eff}} = M_S - 2K_u/\mu_0 M_S$ вклю-

чает в себя намагниченность насыщения ФМ фазы M_S , поле перпендикулярной одноосной анизотропии с коэффициентом K_u . На рисунке 3с красной линией показано моделирование экспериментальной зависимости $f_r(H)$ с помощью выражения (2).

При анализе спектров установлено, что $M_{\text{eff}} < 0$. Это однозначно указывает на то, что ось c является направлением легкой оси ФМ фазы. Полученные зависимости модуля M_{eff} от температуры для образцов $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ с составом $x = 0.2$ и $x = 0.4$ показаны на рис. 4d. Экспериментальные данные указывают на температуру Кюри ФМ фазы T_C около 20 К для обоих составов при ориентации поля перпендикулярно оси c . При этих температурах ФМ резонанс переходит в парамагнитный.

Моделирование зависимости $M_{\text{eff}}(T)$ с помощью эмпирического выражения

$$M_{\text{eff}}(T) = M_0(1 - (T/T_C)^p) \quad (4)$$

позволяет оценить эффективную намагниченность насыщения ФМ фаз при нулевой температу-

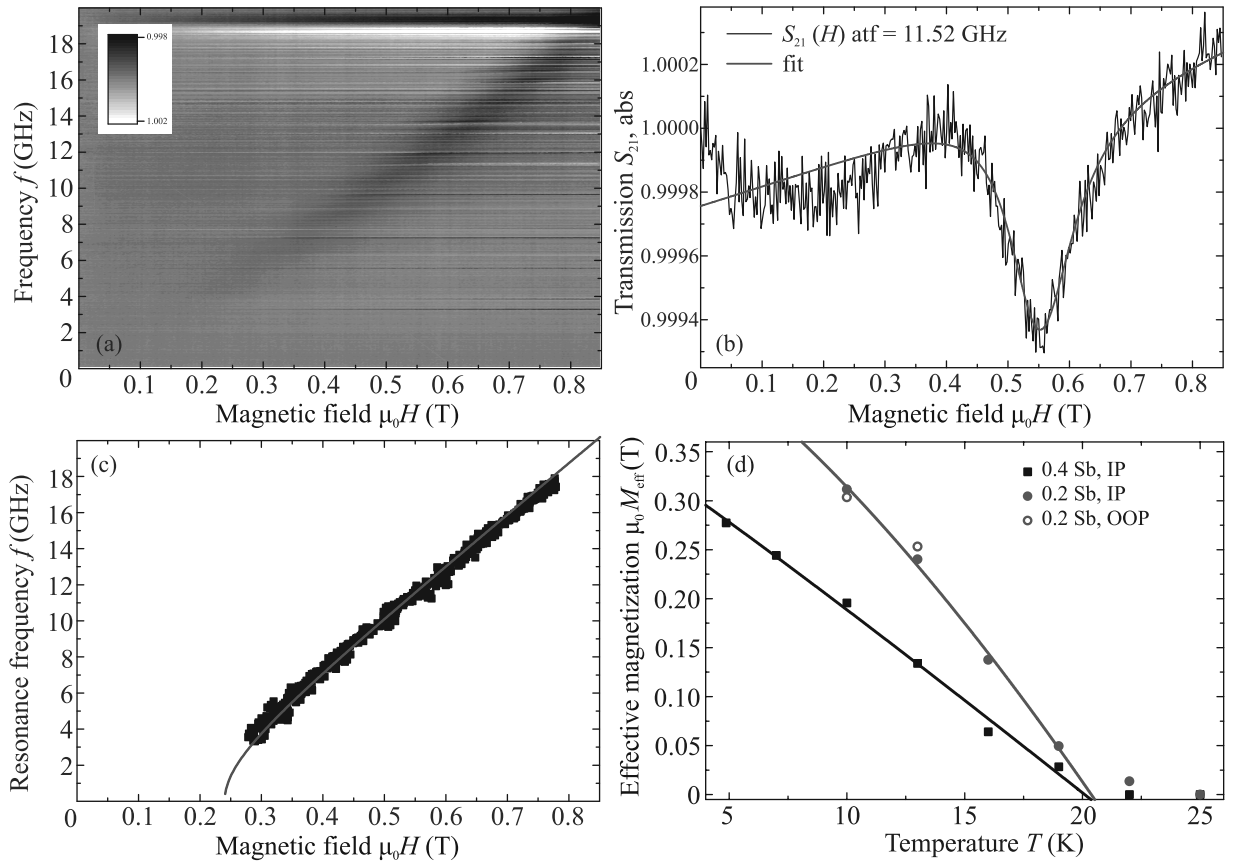


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Спектр СВЧ передачи для образца с составом $x = 0.2$. (b) – Зависимость коэффициента пропускания от поля для (a). Черным показаны экспериментальные данные, красным показано моделирование линии $S_{21}(H)$ с помощью комплексной восприимчивости [35]. (c) – Зависимость резонансной частоты от поля для (a). Черными символами показана резонансная линия, полученная с помощью моделирования $S_{21}(H)$. Красной линией показано моделирование резонансной линии формулой Киттеля (2). (d) – Зависимость модуля эффективной намагниченности насыщения от температуры, полученная с помощью моделирования резонансных кривых с помощью формул Киттеля (2) и (3) (поле приложено вдоль волновода для закрасенных точек, и перпендикулярно плоскости волновода для полых точек). Линиями показано моделирование зависимости $M_{\text{eff}}(H)$ с помощью выражения (4)

ре ($\mu_0 M_0 = -0.49$ Тл для состава с $x = 0.2$ и $\mu_0 M_0 = -0.36$ Тл для состава с $x = 0.4$) и температуру Кюри ($T_C = 20.4$ К для состава с $x = 0.2$ и $T_C = 20.1$ К для состава с $x = 0.4$). Заметим, что для образца с меньшим количеством атомов Sb эффективная намагниченность существенно больше. Разница в температурах T_C для ФМ фазы, полученных из измерений намагниченности и измерений ФМР может быть связана с анизотропией свойств ФМ фазы.

С одной стороны, рассмотренное в статье поведение магнитной структуры может быть описано в рамках модели электронного фазового расслоения [37–39]. Однако, с другой стороны, существуют и другие возможности объяснения изменения магнитной структуры, такие, как влияние дополнительных включений фаз $\text{MnBi}_2\text{Te}_4(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ [29] или влияние

точечных дефектов [40]. Последующие исследования микроструктуры данных материалов могут способствовать разделению вкладов каждого из возможных эффектов.

Закключение. В работе была показана возможность реализации смешанной магнитной структуры в образцах $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$. Характеристики данной структуры были изучены методами СКВИД-магнитометрии и ФМР. Соотношение АФМ и ФМ вклада испытывает некоторые заметные флуктуации. Однако при этом сохраняется общая закономерность уменьшения поля спин-флоп перехода, температуры Нееля и эффективной намагниченности при увеличении концентрации атомов Sb x .

Методы. Монокристаллы $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ были синтезированы вертикальным методом Бриджмена в ИГМ СО РАН.

Измерения магнитных свойств были проведены в ресурсном центре “Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и нанoeлектроники” Научного парка СПбГУ с использованием СКВИД магнитометра с гелиевым криостатом производства компании Quantum Design. Магнитные измерения проводились при температуре 2 К в диапазоне полей до 7 Тл. Магнитное поле прикладывалось вдоль кристаллографической оси c .

Рентгеноструктурные исследования проводились в НИТУ МиСиС, Москва, на многофункциональном дифрактометре Rigaku Ultima IV с использованием фокусировки по Бреггу–Брентано, $\text{CuK}\alpha$ -излучения, и графитового монохроматора на дифрагированном пучке. Спектры снимались в непрерывном режиме в интервале углов 2θ 10–100°. Обработка спектров проводилась с использованием пакета программ PDXL.

Измерение ФМР проводились в НИТУ МиСиС, Москва. Образец был приклеен на линии передачи копланарного волновода с импедансом 50 Ом и шириной линии передачи 0.5 мм, выполненного из фольгированного диэлектрика Arlon AD1000 и оборудованной ВЧ-разъемами SMP. Держатель помещен в сверхпроводящий соленоид внутри криостата замкнутого цикла (Oxford Instruments Triton, базовая температура 1.2 К). Отклик образцов изучался путем анализа коэффициента передачи микроволнового сигнала $S_{21}(f, H)$ с помощью анализатора VNA Rohde & Schwarz ZVB20.

Измерения ФЭСУР и РФЭС проводились в ИФП СО РАН (Новосибирск) на установке SPECS ProvenX-ARPES при $h\nu = 21.22$ эВ для ФЭСУР и $h\nu = 1486.7$ эВ для РФЭС. Чистые поверхности образцов получали сколом в сверхвысоком вакууме. Базовое давление в процессе эксперимента было на уровне $3 - 5 \times 10^{-11}$ мбар.

Работа выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (проект # 90383050) и Российского научного фонда (грант # 18-12-00062). ФМР исследования были поддержаны проектом “госзадание” # 0718-2020-0025. Синтез образцов был поддержан проектом “госзадание ИГМ СО РАН”.

1. M. M. Otrokov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann et al. (Collaboration), *Nature* **576**, 416 (2019).
2. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, N. L. Zaitsev et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **104**, 115168 (2021).
3. R. Yu, W. Zhang, H.-J. Zhang, S.-C. Zhang, X. Dai, and Z. Fang, *Science* **329**, 5987 (2010).
4. K. Nomura and N. Nagaosa, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 166802 (2011).

5. K. He, Y. Wang, and Q.-K. Xue, *Natl. Sci. Rev.* **1**, 38 (2013).
6. C.-X. Liu, S.-C. Zhang, and X.-L. Qi, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **7**, 301 (2016).
7. J. Wang, B. Lian, and S.-C. Zhang, *Phys. Scr. T* **164**, 014003 (2015).
8. X.-L. Qi, R. Li, J. Zang, and S.-C. Zhang, *Science* **323**, 1184 (2009).
9. R. Li, J. Wang, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *Nature Phys.* **6**, 284 (2010).
10. X. Wan, A. M. Turner, A. Vishwanath, and S. Y. Savrasov, *Phys. Rev. B* **83**, 205101 (2011).
11. E. D. L. Rienks, S. Wimmer, J. Sanchez-Barriga et al. (Collaboration), *Nature* **576**, 423 (2019).
12. B. Chen, F. Fei, D. Zhang et al. (Collaboration), *Nat. Commun.* **10**, 4469 (2019).
13. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, N. L. Zaitsev, D. A. Glazkova, I. I. Klimovskikh, S. O. Filnov, A. G. Rybkin, K. A. Kokh, O. E. Tereshchenko, K. A. Zvezdin, and A. K. Zvezdin, *ZhETF* **161**, 126 (2022) [*JETP* **134**, 103 (2022)].
14. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, D. A. Glazkova, S. O. Filnov, and I. I. Klimovskikh, *Pis'ma v ZhETF* **115**, 241 (2022) [*JETP Lett.* **115**, 213 (2022)].
15. A. M. Shikin, N. L. Zaitsev, A. V. Tarasov, T. P. Makarova, D. A. Glazkova, D. A. Estyunin, and I. I. Klimovskikh, *Pis'ma v ZhETF* **116**, 544 (2022).
16. Y. Lai, L. Ke, J. Yan, R. D. McDonald, and R. J. McQueeney, *Phys. Rev. B* **103**, 184429 (2021).
17. J. Zhang, C.-Z. Chang, Z. Zhang, J. Wen, X. Feng, K. Li, M. Liu, K. He, L. Wang, X. Chen, Q.-K. Xue, X. Ma, and Y. Wang, *Nat. Commun.* **2**, 574 (2011).
18. S. X. M. Riberolles, Q. Zhang, E. Gordon, N. P. Butch, L. Ke, J.-Q. Yan, and R. J. McQueeney, *Phys. Rev. B* **104**, 064401 (2021).
19. X.-M. Ma, Y. Zhao, K. Zhang et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **103**, L121112 (2021).
20. Y. Liu, L. L. Wang, Q. Zheng, Z. Huang, X. Wang, M. Chi, Y. Wu, B. C. Chakoumakos, M. A. McGuire, B. C. Sales, W. Wu, and J. Yan, *Phys. Rev. X* **11**, 021033 (2021).
21. T. Murakami, Y. Nambu, T. Koretsune, G. Xiangyu, T. Yamamoto, C. M. Brown, and H. Kageyama, *Phys. Rev. B* **100**, 195103 (2019).
22. G. Shi, M. Zhang, D. Yan, H. Feng, M. Yang, Y. Shi, and Y. Li, *Chin. Phys. Lett.* **37**, 1 (2020).
23. L. Zhou, Z. Tan, D. Yan, Z. Fang, Y. Shi, and H. Weng, *Phys. Rev. B* **102**, 85114 (2020).
24. H. Li, Y. Li, Y. Lian, W. Xie, L. Chen, J. Zhang, Y. Wu, and S. Fan, *Sci. China Mater.* **65**, 477 (2022).
25. Y. D. Guan, C. H. Yan, S. H. Lee et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Materials* **6**, 054203 (2022).

26. I. A. Golovchanskiy, N. N. Abramov, V. A. Vlasenko, K. Pervakov, I. V. Shchetinin, P. S. Dzhumaev, O. V. Emelyanova, D. S. Baranov, D. S. Kalashnikov, K. B. Polevoy, V. M. Pudalov, and V. S. Stolyarov, *Phys. Rev. B* **106**, 024412 (2022).
27. I. A. Golovchanskiy, E. I. Maltsev, I. V. Shchetinin, V. A. Vlasenko, P. S. Dzhumaev, K. S. Pervakov, O. V. Emelyanova, A. Yu. Tsvetkov, N. N. Abramov, V. M. Pudalov, and V. S. Stolyarov, *JMMM* **562**, 169713 (2022).
28. A. Zeugner, F. Nietschke, A. Wolter et al. (Collaboration), *Chem. Mater.* **31**, 2795 (2019).
29. I. I. Klimovskikh, M. M. Otrokov, D. A. Estyunin et al. (Collaboration), *npj Quantum Materials* **5**, 54 (2020).
30. Y. Hao, P. Liu, Y. Feng et al. (Collaboration), *Phys. Rev. X* **9**, 041038 (2019).
31. I. M. Band, Yu. I. Kharitonov, and M. B. Trzhaskovskaya, *At. Data Nucl. Data Tables* **23**, 443 (1979).
32. C. Hu, S.-W. Lien, E. Feng, S. Mackey, H.-J. Tien, I. I. Mazin, H. Cao, T.-R. Chang, and N. Ni, *Phys. Rev. B* **104**, 054422 (2021).
33. D. A. Glazkova, D. A. Estyunin, I. I. Klimovskikh, T. P. Makarova, O. E. Tereshchenko, K. A. Kokh, V. A. Golyashov, A. V. Koroleva, and A. M. Shikin, *Pis'ma v ZhETF* **115**, 315 (2022) [*JETP Lett.* **115**, 286 (2022)].
34. R. L. Carlin and A. V. Duynveldt, *Magnetic properties of transition metal compounds*, Springer Berlin, Heidelberg (1977), p. 172.
35. S. S. Kalarickal, P. Krivosik, M. Wu, and C. E. Patton, *J. Appl. Phys.* **99**, 093909 (2006).
36. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization oscillations and waves*, CRC, Boca Raton, FL (1996).
37. C. Parra, T. H. Rodrigues da Cunha, A. W. Contryman, D. Kong, F. Montero-Silva, P. H. Rezende Gon calves, D. D. Dos Reis, P. Giraldo-Gallo, R. Segura, F. Olivares, F. Niestemski, Y. Cui, R. Magalhaes-Paniago, and H. C. Manoharan, *Nano Lett.* **17**, 97 (2017).
38. M. Yu. Kagan, K. I. Kugel, and A. L. Rakhmanov, *Phys. Rep.* **916**, 1 (2021).
39. V. M. Pudalov, *Pis'ma v ZhETF* **116**, 456 (2022).
40. D. Nevola, K. F. Garrity, N. Zaki, J. Yan, H. Miao, S. Chowdhury, and P. D. Johnson, arXiv:2206.14325v1 (2022).

Отталкивание неелевского скирмиона от пирловского вихря в тонких гетероструктурах ферромагнетик-сверхпроводник

Е. С. Андрияхина^{+,*}, С. Апостофф^{+,}, И. С. Бурмистров^{+,×1)}

⁺Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черногловка, Россия

^{*}Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141700 Москва, Россия

[×]Международная лаборатория физики конденсированного состояния,
Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 октября 2022 г.

После переработки 22 октября 2022 г.

Принята к публикации 25 октября 2022 г.

В работе исследуется отталкивание скирмиона неелевского типа в киральной ферромагнитной пленке от сверхпроводящего пирловского вихря за счет полей рассеяния. Учитывая воздействие магнитного поля вихря на скирмион за рамками теории возмущений, найдено, что отталкивание между ними поддается с увеличением безразмерной напряженности магнитного поля. Это проявляется в сложной эволюции свободной энергии с увеличением магнитного поля вихря и уменьшением равновесного расстояния между центрами неелевского скирмиона и пирловского вихря.

DOI: 10.31857/S1234567822230094, EDN: mecmmi

Исследования взаимного влияния магнетизма и сверхпроводимости в гетероструктурах имеет долгую историю [1–5]. Недавно бислои сверхпроводник–ферромагнетик (SF) с топологически нетривиальными магнитными структурами привлекли внимание исследователей [6–8]. Такие топологически устойчивые конфигурации могут быть стабилизированы взаимодействием Дзялошинского–Мории (DMI) в ферромагнитных пленках [9]. Скирмионы в SF гетероструктурах индуцируют связанные состояния Ю–Шибы–Русинова [10, 11], являются носителями майорановских возбуждений [12–20], влияют на эффект Джозефсона [21], и изменяют критическую температуру сверхпроводящего перехода [22].

Скирмионы и сверхпроводящие вихри могут образовывать связанные пары в SF гетероструктурах из-за взаимного влияния спин-орбитального взаимодействия и эффекта близости [23, 24]. Кроме того, вихри и скирмионы взаимодействуют из-за наличия полей рассеяния [25–28]. Недавно устойчивое сосуществование скирмионов и вихрей было экспериментально обнаружено в структуре $[\text{Ir}_1\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Pt}_1]^{10}/\text{MgO}/\text{Nb}$ [29].

В работе [28] двое из авторов предсказали, что скирмион неелевского типа и пирловский вихрь, взаимодействуя полями рассеяния, отталкиваются друг от друга и образуют устойчивую конфигурацию с

конечным расстоянием между их центрами. Однако анализ работы [28] был ограничен низким порядком теории возмущений по величине магнитного поля вихря.

В нашей работе мы изучаем взаимодействие между сверхпроводящим пирловским вихрем и неелевским скирмионом в киральной ферромагнитной пленке, вызванное полями рассеяния (см. рис. 1).

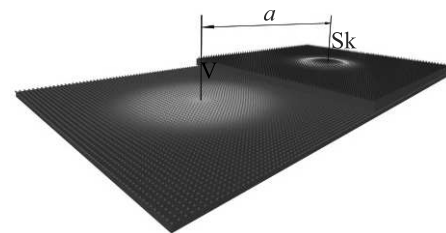


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение гетероструктуры ферромагнетик (синий) – сверхпроводник (зеленый). Тонкий слой изолятора не показан. В ферромагнитном слое располагается неелевский скирмион (Sk). В сверхпроводящей пленке находится вихрь (V). Расстояние между их центрами a

В отличие от работы [28], мы учитываем искажение профиля скирмиона из-за действия магнитного поля вихря. Проводя такой учет за рамками теории возмущений, с одной стороны, аналитически, а с другой стороны – с помощью микромагнитного моделирования, мы находим, что свободная энергия \mathcal{F} системы

¹⁾e-mail: burmi@itp.ac.ru

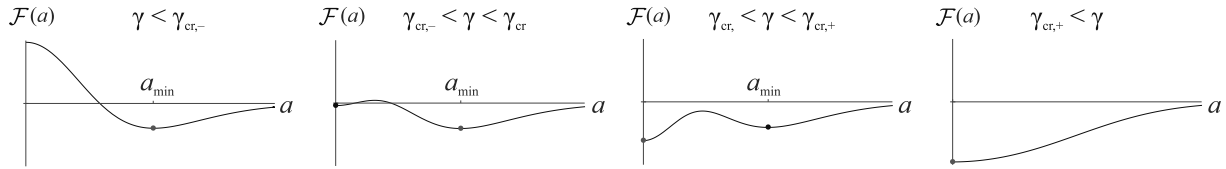


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схематическое изображение $\mathcal{F}(a)$ для различных интервалов значений γ . Левая панель, $\gamma < \gamma_{cr,-}$: существует единственный минимум на ненулевом расстоянии a_{\min} . Средняя панель с $\gamma_{cr,-} < \gamma < \gamma_{cr}$: существуют глобальный минимум на отличном от нуля расстоянии a_{\min} и локальный минимум при $a = 0$. Средняя панель с $\gamma_{cr} < \gamma < \gamma_{cr,+}$: существуют глобальный минимум при $a = 0$ и локальный минимум при ненулевом значении расстояния a_{\min} . Правая панель, $\gamma_{cr,+} < \gamma$: существует единственный минимум при $a = 0$

как функция расстояния a между центрами скирмиона и вихря качественно меняется при увеличении безразмерной силы γ вихревого магнитного поля, см. уравнение (6). В частности, \mathcal{F} имеет (i) один минимум в $a = a_{\min} > 0$ для $\gamma < \gamma_{cr,-}$, (ii) два минимума в $a = 0$ и в $a = a_{\min}$, причем $\mathcal{F}(0) > \mathcal{F}(a_{\min})$, для $\gamma_{cr,-} < \gamma < \gamma_{cr}$, (iii) два минимума в $a = 0$ и в $a = a_{\min}$, причем $\mathcal{F}(0) < \mathcal{F}(a_{\min})$, для $\gamma_{cr} < \gamma < \gamma_{cr,+}$, и (iv) единственный минимум в $a = 0$ для $\gamma_{cr,+} < \gamma$ (см. рис. 2). С увеличением γ расстояние a_{\min} между центрами неелевского скирмиона и пирловского вихря уменьшается и, затем, скачком падает до нуля при $\gamma = \gamma_{cr,+}$, поскольку пропадает соответствующий минимум (см. рис. 3). Все три критических значения $\gamma_{cr,\pm}$ и γ_{cr} зависят от безразмерной силы ДМИ (см. рис. 4). На основе наших результатов можно сделать в общем-то контринтуитивное утверждение: отталкивание между скирмионами и вихрем подавляется с ростом безразмерной силы магнитного поля вихря.

Взаимодействие скирмиона с вихрем. Так же, как и в работе [28], наша система состоит из ферромагнитной и сверхпроводящей пленок с толщинами d_F и d_S соответственно. Мы предполагаем, что обе пленки тонкие, $d_S \ll \lambda_L$ и $d_F \ll R$, где λ_L обозначает лондоновскую глубину проникновения, а R – это радиус скирмиона. Также мы предполагаем наличие тонкого слоя изолятора между сверхпроводящей и ферромагнитной пленками для того, чтобы подавить эффект близости. В сверхпроводящей пленке имеется пара вихрь-антивихрь, разделенных расстоянием много большим, чем пирловская глубина проникновения $\lambda = \lambda_L^2/d_S$ [30] (см. рис. 1).

Свободная энергия тонкой пленки кирального ферромагнетика в магнитном поле \mathbf{V}_V пирловского вихря имеет вид

$$\mathcal{F}[\mathbf{m}] = d_F \int d^2\mathbf{r} \{ A(\nabla\mathbf{m})^2 + D[m_z \nabla \cdot \mathbf{m} - (\mathbf{m} \cdot \nabla)m_z] + K(1 - m_z^2) - M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{V}_V|_{z=+0} \}. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ – это единичный вектор вдоль направления намагниченности \mathbf{M} , а M_s обозначает величину

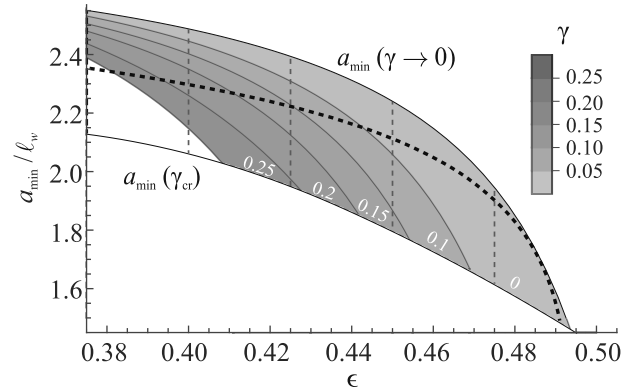


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость расстояния a_{\min} между центрами скирмиона и вихря от ϵ для нескольких значений γ в интервале от 0.01 до 0.3. Штриховая кривая иллюстрирует аналитический результат для $a_{\min}(\epsilon)$ в пределе $\gamma \rightarrow 0$, см. текст ниже ур. (8). Для каждого значения ϵ расстояние a_{\min} меняется от значения $a_{\min}(\gamma \rightarrow 0)$ до $a_{\min}(\gamma_{cr})$. Когда γ становится больше, чем γ_{cr} , система оказывается в коаксиальной фазе. Закрашенные области показывают области постоянных значений безразмерной силы магнитного поля вихря γ , см. цветовую шкалу

намагниченности насыщения в пленке. Коэффициенты, отвечающие энергиям обмена, ДМИ и анизотропии обозначаются A , D , и K , соответственно. Мы предполагаем, что эти величины положительны, $A, K, D > 0$. Магнитное поле пирловского вихря, который находится в точке с координатой \mathbf{a} может быть записано в следующей форме [31]:

$$\mathbf{V}_V = \phi_0 \text{sgn}(z) \nabla \int \frac{d^2\mathbf{q}}{(2\pi)^2} \frac{e^{-q|z|+i\mathbf{q}(\mathbf{r}-\mathbf{a})}}{q(1+2q\lambda)}, \quad (2)$$

где $\phi_0 = hc/2e$ обозначает квант магнитного потока. Свободная энергия $\mathcal{F}[\mathbf{m}]$ определена так, чтобы $\mathcal{F} = 0$ для ферромагнитного состояния с $m_z = 1$ в отсутствие пирловского вихря, $\mathbf{V}_V = 0$. Отметим, что мы пренебрегаем взаимодействием между скирмионом и антивихрем, находящемся на большем расстоянии вдали.

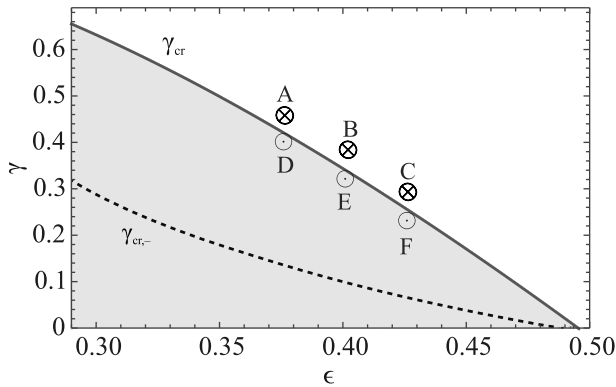


Рис. 4. (Цветной онлайн) Фазовая диаграмма. Сплошная кривая показывает зависимость $\gamma_{cr}(\epsilon)$, найденную из микромагнитного моделирования. Черная штриховая кривая соответствует $\gamma_{cr,-}(\epsilon)$. В закрашенной голубым цветом области расстояние между скирмионом и вихрем отличается от нуля, $a_{\min} > 0$, см. рис. 2. Точки A, B, C, D, E и F соответствуют панелям на рис. 5

Смещенный скирмион при $\gamma \rightarrow 0$. В отсутствие вихря намагниченность, описывающая неелевский скирмион, может быть представлена в цилиндрической системе координат в следующем виде [32]:

$$\mathbf{m} = \mathbf{e}_r \sin \theta(r) + \mathbf{e}_z \cos \theta(r). \quad (3)$$

Минимизируя свободную энергию $\mathcal{F}[\mathbf{m}]$ с $\mathbf{B}_V = 0$ по скирмионному углу $\theta(r)$, можно получить соответствующее уравнение Эйлера–Лагранжа,

$$\ell_w^2 \Delta_r \theta(r) - \frac{(\ell_w^2 + r^2)}{2r^2} \sin 2\theta(r) + 2\epsilon \frac{\sin^2 \theta(r)}{r/\ell_w} = 0. \quad (4)$$

Здесь безразмерный параметр $\epsilon = D/2\sqrt{AK}$ контролирует силу DMI, $\ell_w = \sqrt{A/K}$, определяющий пространственный размер доменной стенки, является естественной мерой длины в задаче, и $\Delta_r \theta = \partial_r(r\partial_r \theta)/r$ обозначает радиальную часть оператора Лапласа.

Для того, чтобы решить уравнение (4), необходимо задать граничные условия. Естественно предположить, что пленка намагничена ферромагнитным образом вдали от скирмиона, $\theta(r \rightarrow \infty) = 0$, т.е. $m_z = 1$. В центре скирмиона намагниченность имеет противоположное направление, $m_z = -1$. Поскольку при $\epsilon > 0$ в ферромагнетике стабилизируются только скирмионы положительной киральности, то $m_z = -1$ соответствует граничному условию $\theta(r \rightarrow 0) = \pi$.

Зная решение $\theta(r) = \theta_0(r)$ для уравнения (4) (в отсутствие вихревого магнитного поля), можно вычислить [28] энергию взаимодействия скирмиона и вихря как функцию расстояния a между их центрами,

$$\frac{\delta \mathcal{F}(a)}{4\pi A d_F} = \gamma \int_0^\infty dr r \{b_r^a(r) \sin \theta_0(r) + b_z^a(r) [\cos \theta_0(r) - 1]\}, \quad (5)$$

где безразмерная сила γ магнитного поля вихря определена как

$$\gamma = (\ell_w/\lambda)(M_s \phi_0/8\pi A). \quad (6)$$

Уравнение (5) справедливо в главном порядке по малой силе вихревого магнитного поля, $\gamma \ll 1$. Под обозначением $\delta \mathcal{F}$ мы имеем в виду, что из полной свободной энергии $\mathcal{F}[\mathbf{m}]$ вычтены вклады, соответствующие уединенному скирмиону и уединенному вихрю. Функции $b_r^a(r)$ и $b_z^a(r)$ определяют безразмерные r - и z -проекции вихревого магнитного поля \mathbf{B}_V , усредненного по вращениям системы вокруг центра скирмиона, т.е. по всем возможным направлениям вектора \mathbf{a} . Эти функции выражаются следующей формулой:

$$b_{r/z}^a(r) = 2\ell_w \int_0^\infty dq q J_0(qa) J_{1/0}(qr) \frac{1}{(\lambda^{-1} + 2q)}. \quad (7)$$

Считая, что радиус скирмиона много больше пирловской длины проникновения, $R \ll \lambda$, что подразумевает $d_S \ll \lambda_L^2/R$, мы можем представить безразмерные проекции вихревого магнитного поля на расстояниях $r \sim R \ll \lambda$ как

$$b_z^a(r) \approx \frac{2\ell_w}{\pi(a+r)} K\left(\frac{4ar}{(a+r)^2}\right), \quad (8)$$

$$b_r^a(r) \approx (\ell_w/r)\Theta(r-a).$$

Здесь $\Theta(z)$ обозначает функцию Хевисайда, а $K(z)$ – это полный эллиптический интеграл первого рода.

Минимум $\delta \mathcal{F}(a)$ определяет устойчивое положение скирмиона на расстоянии a_{\min} . Получающаяся зависимость a_{\min} от ϵ при $\gamma \rightarrow 0$ показана на рис. 3 штриховой линией. Как можно видеть, a_{\min} оказывается порядка $2\ell_w$ и уменьшается с ростом ϵ .

Подчеркнем, что в анализе выше, при вычислении уравнения (5), мы пренебрегли изменением профиля скирмиона, вызванного магнитным полем вихря. Такое изменение является эффектом следующего порядка по $\gamma \ll 1$. Для таких малых γ поправки следующего порядка приводят только к незначительному изменению величины a_{\min} , но не изменяют качественного поведения этой величины.

Почти центральный скирмион, $a \rightarrow 0$. Теперь мы изучим, при каких параметрах конфигурация соосного с вихрем скирмиона ($a = 0$) является неустойчивой. Намагниченность такого скирмиона также может быть описана выражением (3), из-за наличия радиальной симметрии в задаче. Тогда

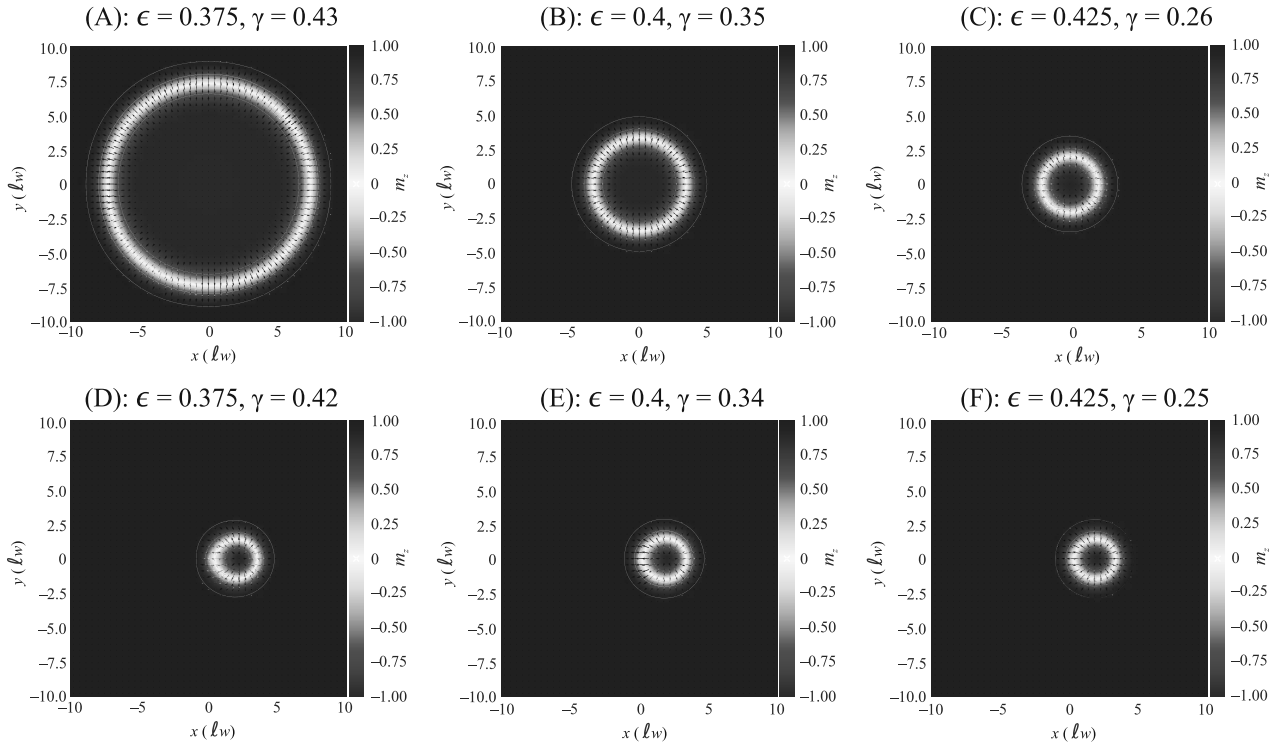


Рис. 5. (Цветной онлайн) Распределение намагниченности для различных значений ϵ и γ . Пирловский вихрь расположен в центре каждой панели, т.е. при $x = y = 0$. Белые контуры иллюстрируют линии уровней проекции m_z . Самый внешний контур отделяет скирмион от чисто ферромагнитного упорядочения. Черные стрелки показывают величину и направление проекции намагниченности \mathbf{m} на плоскость xy . Верхний ряд соответствует силе γ магнитного поля вихря немного больше критической γ_{cr} , при которой скирмион внезапно изменяет свое положение и становится коаксиальным с вихрем. Нижний ряд иллюстрирует распределение m_z для значений γ , которые немного меньше, чем γ_{cr} , т.е. для случая ненулевого расстояния a_{min} . Это ясно видно на нижних панелях, где действительно скирмион сдвинут из центра. Панели (A), (B), (C), (D), (E) и (F) соответствуют точкам, отмеченным на рис. 4

минимизация свободной энергии $\mathcal{F}[\mathbf{m}]$ по скирмионному углу $\theta(r)$ дает уравнение Эйлера–Лагранжа, аналогичное уравнению (4), но с выражением $\gamma[b_r^0(r) \cos \theta(r) - b_r^0(r) \sin \theta(r)]$ вместо нуля в правой части. Граничные условия остаются такими же, как выше: $\theta(r \rightarrow \infty) = 0$ и $\theta(r \rightarrow \infty) = \pi$.

После того как решение $\theta(r) = \theta_\gamma(r)$ для конечно-го значения γ получено, мы можем вычислить энергию взаимодействия $\delta\mathcal{F}(a)$ для малых расстояний $a \rightarrow 0$. Здесь идея такая же, как при выводе уравнения (5). Для малых значений a можно пренебречь изменением формы скирмиона в главном приближении и использовать уравнение (5), но с $\theta_\gamma(r)$,

$$\frac{\delta\mathcal{F}(a) - \delta\mathcal{F}(0)}{4\pi Ad_F} = \gamma \int_0^\infty dr r \{ \delta b_r^a(r) \sin \theta_\gamma(r) + \delta b_z^a(r) [\cos \theta_\gamma(r) - 1] \}. \quad (9)$$

Здесь мы ввели $\delta b_{r/z}^a(r) = b_{r/z}^a(r) - b_{r/z}^0(r)$. При $r \sim R \ll \lambda$ и $a \rightarrow 0$ эти функции могут быть оценены

как $\delta b_z^a(r) \approx \ell_w a^2 / (4r^3)$ и $\delta b_r^a(r) \approx \ell_w a^2 / (8r^2 \lambda)$. Обратим внимание, что несмотря на то что результат (9) получен в пределе малых a , он позволяет предсказывать наличие минимума функции $\mathcal{F}(a)$ при $a = 0$ при произвольном значении $\gamma > 0$.

В пределе $\gamma \rightarrow 0$ и для $\epsilon < \epsilon_{cr,-} \approx 0.488$, свободная энергия имеет максимум при $a = 0$, так как $\delta\mathcal{F}(a) < \delta\mathcal{F}(0)$. Таким образом, скирмион отталкивается от вихря в согласии с предсказанием работы [28]. С увеличением γ разность $\delta\mathcal{F}(a) - \delta\mathcal{F}(0)$ меняет знак при $\gamma = \gamma_{cr,-}$ и в свободной энергии появляется минимум в $a = 0$. Следовательно, для $\gamma > \gamma_{cr,-}$ скирмион может оказаться устойчивым прямо над вихрем. Зависимость $\gamma_{cr,-}$ от ϵ , полученная из уравнения (9) показана на рис. 4 штриховой линией. Как можно видеть, $\gamma_{cr,-}$ убывает с ростом ϵ и обращается в нуль при $\epsilon_{cr,-} \approx 0.488$. Мы ожидаем аналогичную зависимость $\gamma_{cr,+}(\epsilon)$. Наш теоретический анализ показывает, что $\gamma_{cr,+}$ обращается в нуль при значении $\epsilon_{cr,+} \approx 0.493$, которое только чуть больше, чем $\epsilon_{cr,-}$.

Отметим, что γ_{cr} , при котором глубина минимумов при $a = 0$ и $a = a_{min}$ оказывается равной, обращается в нуль при $\epsilon_{cr} \approx 0.491$. Подчеркнем, что с соответствующей точностью $\epsilon_{cr,-} \simeq \epsilon_{cr} \simeq \epsilon_{cr,+} \approx 0.49$.

Микромагнитное моделирование. Для того чтобы исследовать устойчивые состояния неелевского скирмиона в присутствии магнитного поля пирловского вихря с изменением ϵ и γ , мы провели микромагнитное моделирование. Мы использовали Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) [33] посредством пакета Ubermag [34] на языке программирования Python.

Система моделируется как набор классических магнитных векторов, размещенных в центре ячеек сетки. Расстояние измеряется в единицах ширины доменной стенки ℓ_w . Отметим, что для микромагнитного моделирования мы задаем параметр магнитной анизотропии $K = 1$ и параметр DMI $D = 2\epsilon$. Накладываются периодические граничные условия (в плоскости xy) для моделирования изолированной области SF гетероструктуры. Мы создаем скирмион, зарождавая замкнутую область с перевернутым направлением намагниченности и позволяя ей релаксировать в присутствии обменного взаимодействия Гейзенберга, DMI и магнитной анизотропии, а также в магнитном поле, индуцированном вихрем.

Отметим, что на систему не действуют никакие другие внешние поля, так что единственным источником зеемановской энергии является взаимодействие с вихрем. В нашем моделировании мы считаем, что пирловский вихрь имеет ядро нулевого радиуса и закреплен в начале координат сетки, см. уравнение (2).

Микромагнитное моделирование позволяет найти зависимость расстояния a_{min} между скирмионом и вихрем от ϵ для конечного значения γ , см. рис. 3. Как и в случае $\gamma \rightarrow 0$, a_{min} уменьшается с увеличением ϵ при неизменной величине γ . Аналогично, a_{min} уменьшается с увеличением γ при постоянном значении ϵ . Отметим расхождение между теорией и микромагнитным моделированием, которое становится более заметным при меньших значениях ϵ , см. рис. 3. Мы полагаем, что это происходит из-за эффектов дискретизации, неизбежных при численном подходе. В нашем моделировании мы обнаружили, что при уменьшении размера шага сетки наблюдается тенденция приближения a_{min} к теоретическому значению, отмеченному штриховой линией на рис. 3. Однако при малых значениях ϵ необходимо брать как меньшие размеры ячейки сетки, так и больший размер образца, что требует значительных вычислительных ресурсов.

Результаты микромагнитного моделирования согласуются с эволюцией свободной энергии с γ , схематично показанной на рис. 2. Фазовая диаграмма в плоскости ϵ и γ , построенная из полученных результатов, представлена на рис. 4. Две фазы устойчивого положения скирмиона, непосредственно над центром вихря (белая верхняя область) и на конечном расстоянии a_{min} (затененная нижняя область), разделены сплошной линией $\gamma = \gamma_{cr}(\epsilon)$. Можно видеть, что γ_{cr} падает до нуля, когда ϵ достигает значения примерно 0.49, в соответствии с теоретическими предсказаниями. Как уже упоминалось выше, существуют нижнее и верхнее критические значения $\gamma_{cr,\mp}(\epsilon)$, при которых минимум при $a = a_{min} > 0$ исчезает и минимум при $a = 0$ появляется, соответственно. Однако мы не можем найти эти значения в рамках нашего микромагнитного моделирования.

Профили скирмиона, полученные с помощью микромагнитного моделирования, для ϵ и γ , соответствующих точкам А, В и С на рис. 4, представлены на рис. 5 (верхний ряд). Как и следовало ожидать, во всех трех случаях скирмионы располагаются прямо над центром вихря, т.е. $a_{min} = 0$. В нижнем ряду на рис. 5 показаны скирмионы для параметров ϵ и γ , соответствующих точкам D, E и F на рис. 4. В этом случае хорошо видно ненулевое расстояние между центрами скирмиона и вихря.

Обратим внимание на структуру намагниченности смещенных скирмионов, соответствующих точкам D, E и F. Как и следовало ожидать, при увеличении эффективной силы γ магнитного поля вихря профиль намагниченности отклоняется от радиально симметричного. Это приводит к тому, что, во-первых, центр скирмиона приближается к центру вихря, во-вторых, радиус скирмиона увеличивается, а, кроме того, проекция намагниченности на плоскость xy (изображена черными стрелками на рис. 5) частично разворачивается в направлении вдоль линий магнитного поля. Эти изменения в профиле приводят к уменьшению полной свободной энергии $\mathcal{F}(a_{min})$ смещенного скирмиона как функции γ . Тем не менее, свободная энергия $\mathcal{F}(a = 0)$ скирмиона, расположенного точно над вихрем, как функция γ уменьшается быстрее. Поэтому, когда γ превышает значение γ_{cr} , энергия смещенного скирмиона оказывается выше энергии скирмиона, расположенного точно над вихрем.

Для выяснения физического смысла критических значений безразмерной силы вихря $\gamma_{cr,\pm}$ и γ_{cr} рассмотрим случай малой, но конечной концентрации скирмионов и вихрей. Тогда при $\gamma < \gamma_{cr,-}$ можно ожидать существование фазы (дипольных) пар, со-

стоящих из скирмиона и вихря, разделенных расстоянием a_{\min} . При $\gamma > \gamma_{\text{cr},+}$ можно наблюдать фазу (точечных) пар скирмиона и вихря, сидящих друг над другом. В промежуточной области $\gamma_{\text{cr},-} < \gamma < \gamma_{\text{cr},+}$ имеет место фаза, в которой существуют конечные концентрации дипольных и точечных пар. В предположении, что система может достичь глобального минимума свободной энергии, при γ_{cr} будет истинный термодинамический переход между фазами с дипольной и точечной парами соответственно. Поскольку безразмерная сила вихря γ зависит от параметров материала, см. уравнение (6), и пропорциональна толщине d_S сверхпроводящей пленки, можно было бы увидеть описанные выше переходы при изменении толщины.

Выводы. В данной работе мы провели исследование взаимодействия между сверхпроводящим пирловским вихрем и скирмионом неелевского типа в киральной ферромагнитной пленке за рамками теории возмущений по величине полей рассеяния, индуцированных вихрем. В отличие от предыдущей работы [28] двух из авторов, в которой рассмотрение задачи ограничивалось режимом слабого безразмерного магнитного поля вихря, $\gamma \rightarrow 0$, в данной работе мы обнаружили, что увеличение γ подавляет отталкивание скирмиона от пирловского вихря и приводит к уменьшению расстояния a_{\min} между их центрами, как показано на рис. 3. Самое удивительное, что мы обнаружили существование интересной эволюции свободной энергии системы с ростом γ . В частности, при $\gamma < \gamma_{\text{cr},-}$ свободная энергия $\mathcal{F}(a)$ имеет единственный минимум при $a = a_{\min}$, тогда как при $\gamma > \gamma_{\text{cr},+}$ она имеет единственный минимум при $a = 0$, см. рис. 2 и 4.

В заключение отметим, что было бы интересно обобщить наши результаты на случай скирмионов и вихрей в условиях ограниченной геометрии, например, в наноточках и т.д. [35–37], на скирмионно-вихревые решетки [38], а также на более экзотические магнитные возбуждения, например, антискирмионы, бимероны, бискирмионы, скирмиониумы и др. [7].

Мы благодарны А. Фраерману, М. Кузнецову и М. Шустину за полезные обсуждения. Также мы благодарны О. Третьякову и П. Воробьеву за совместную работу над близким проектом.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда # 21-42-04410.

Авторы выражают благодарность за возможность использования компьютерного кластера ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН.

1. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. S. Prokofiev, V. V. Bolginov, and A. K. Feofanov, *J. Low Temp. Phys.* **136**, 385 (2004).
2. I. F. Lyuksyutov and V. L. Pokrovsky, *Adv. Phys.* **54**, 67 (2005).
3. A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
4. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
5. M. Eschrig, *Rep. Prog. Phys.* **78**, 104501 (2015).
6. C. Back, V. Cros, H. Ebert, K. Everschor-Sitte, A. Fert, M. Garst, T. Ma, S. Mankovsky, T. L. Monchesky, M. Mostovoy, N. Nagaosa, S. S. P. Parkin, C. Pfeiderer, N. Reyren, A. Rosch, Y. Taguchi, Y. Tokura, K. von Bergmann, and J. Zang, *J. Phys. D: Applied Phys.* **53**, 363001 (2020).
7. B. Göbel, I. Mertig, and O. A. Tretiakov, *Phys. Rep.* **895**, 1 (2021).
8. A. O. Zlotnikov, M. S. Shustin, and A. D. Fedoseev, *J. Supercond. Nov. Magn.* **34**, 3053 (2021).
9. A. N. Bogdanov and D. Yablonskii, *Sov. Phys. JETP* **68**, 101 (1989).
10. S. S. Pershoguba, S. Nakosai, and A. V. Balatsky, *Phys. Rev. B* **94**, 064513 (2016).
11. K. Pöyhönen, T. Ojanen, A. Westström, S. S. Pershoguba, and A. V. Balatsky, *Phys. Rev. B* **94**, 214509 (2016).
12. W. Chen and A. P. Schnyder, *Phys. Rev. B* **92**, 214502 (2015).
13. G. Yang, P. Stano, J. Klinovaja, and D. Loss, *Phys. Rev. B* **93**, 224505 (2016).
14. U. GÜngördü, S. Sandhoefner, and A. A. Kovalev, *Phys. Rev. B* **97**, 115136 (2018).
15. E. Mascot, S. Cocklin, S. Rachel, and D. K. Morr, *Phys. Rev. B* **100**, 184510 (2019).
16. S. Rex, I. V. Gornyi, and A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **100**, 064504 (2019).
17. M. Garnier, A. Mesaros, and P. Simon, *Commun. Phys.* **2**, 126 (2019).
18. S. Rex, I. V. Gornyi, and A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **102**, 224501 (2020).
19. U. GÜngördü and A. A. Kovalev, *J. Appl. Phys.* **132**, 041101 (2022).
20. J. Nothhelfer, S. A. Díaz, S. Kessler, T. Meng, M. Rizzi, K. M. D. Hals, and K. Everschor-Sitte, *Phys. Rev. B* **105**, 224509 (2022).
21. T. Yokoyama and J. Linder, *Phys. Rev. B* **92**, 060503(R) (2015).
22. V. A. Tumanov, V. E. Zaitseva, and Yu. N. Proshin, *Pis'ma v ZhETF* **106**, 443 (2022).
23. K. M. D. Hals, M. Schecter, and M. S. Rudner, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 017001 (2016).
24. J. Baumard, J. Cayssol, F. S. Bergeret, and A. Buzdin, *Phys. Rev. B* **99**, 014511 (2019).

25. S. M. Dahir, A. F. Volkov, and I. M. Eremin, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 097001 (2019).
26. R. M. Menezes, J. F. S. Neto, C. C. de Souza Silva, and M. V. Milošević, *Phys. Rev. B* **100**, 014431 (2019).
27. S. M. Dahir, A. F. Volkov, and I. M. Eremin, *Phys. Rev. B* **102**, 014503 (2020).
28. E. S. Andriyakhina and I. S. Burmistrov, *Phys. Rev. B* **103**, 174519 (2021).
29. A. P. Petrović, M. Raju, X. Y. Tee, A. Louat, I. Maggio-Aprile, R. M. Menezes, M. J. Wyszyński, N. K. Duong, M. Reznikov, Ch. Renner, M. V. Milosević, and C. Panagopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 117205 (2021).
30. J. Pearl, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 65 (1964).
31. A. A. Abrikosov, *Fundamentals of the Theory of Metals*, North-Holland, Amsterdam (1988).
32. Y. Kawaguchi, Y. Tanaka, and N. Nagaosa, *Phys. Rev. B* **93**, 064416 (2016).
33. M. J. Donahue and D. G. Porter, *OOMMF User's Guide, Version 1.0*, Interagency Report NISTI **6376** (1999).
34. M. Beg, M. Lang, and H. Fangohr, *IEEE Trans. Magn.* **58**, 1 (2022).
35. S. Rohart and A. Thiaville, *Phys. Rev. B* **88**, 184422 (2013).
36. V. L. Vadimov, M. V. Sapozhnikov, and A. S. Mel'nikov, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 032402 (2018).
37. L. González-Gómez, J. Castell-Queralt, N. Del-Valle, and C. Navau, *Phys. Rev. Appl.* **17**, 034069 (2022).
38. J. F. Neto and C. C. de Souza Silva, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 057001 (2022).

Emerging edge states in the monolayer FeSe superconductor with the spin-orbital coupling

F. Miao⁺, T. Zhou^{+*1)}

⁺Guangdong Provincial Key Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Materials,
School of Physics and Telecommunication Engineering, South China Normal University, 510006 Guangzhou, China

^{*}Guangdong-Hong Kong Joint Laboratory of Quantum Matter, Frontier Research Institute for Physics,
South China Normal University, 510006 Guangzhou, China

Submitted 25 September 2022
Resubmitted 25 September 2022
Accepted 25 October 2022

DOI: 10.31857/S1234567822230100, EDN: mekbyr

Topological superconductors have attracted tremendous attentions in the field of the condensed matter physics, partially due to the realization of Majorana zero modes at their surfaces or vortex cores, which has potential application in the topological quantum computation [1]. Theoretically, the early proposed candidate platforms include the chiral $p + ip$ superconductors and the artificially created heterostructures including a superconductor and a spin-orbital coupled material. Experimentally, signatures of Majorana zero modes have indeed been observed in various heterostructures. However, the proximity induced superconducting pairing magnitude is generally rather small. And it is challenging to make use of the complicated heterostructures for further detections or applications. Recently, it was predicted theoretically and indicated experimentally that the topological superconductors and Majorana zero modes may be realized in many families of iron based superconductors [2]. This provides exciting opportunities to realize the intrinsic nontrivial topology and high- T_c superconductivity in one material.

The high- T_c superconductivity in iron-based materials has been studied intensively since their discovery in 2008. Generally in the normal state, the Fermi surface includes two hole pockets around the $\Gamma = (0, 0)$ point and two electron pockets around the $M = (\pi, \pi)$ point [3]. The density of states near the Fermi level is mainly contributed by the $3d$ orbitals of the iron ions. Thus a five-orbital model considering all of the Fe $3d$ orbitals was proposed and describes well the properties of the iron-based superconductor. On the other hand, a minimal two-orbital model was also proposed. This minimal model reproduces qualitatively correct the normal state Fermi surface and can describe

most of the low energy physics of iron based superconductors. However, both models cannot describe directly the nontrivial topology of iron-based superconductors. Actually, the topological properties for the iron-based superconductors depend strongly on the materials. Theoretically, the topologically nature for both three-dimensional and two-dimensional $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ materials have been discussed sufficiently and well understood. For the $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ system, the $5p$ orbital of Te ions are more expended and have stronger spin-orbital interaction than $4p$ orbitals of Se ions. The hybrids between the p and d orbitals are important for the nontrivial topology. Therefore, an effective model describing both the superconductivity and the topological properties of the $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ compound may be rather complicate.

For the monolayer FeSe material, the p orbitals of the Se ions are far away from the Fermi level. Therefore, the minimal model describing the FeSe compound should be much simpler that describes the $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ compound. Moreover, the monolayer FeSe superconductor has several unique features compared with other iron-based superconductors, namely, the superconducting transition temperature T_c is rather high. And in the normal state, only electron pockets around the M point exist. The hole pockets around the Γ point is absent, different from most of other iron-based superconductors. A topological phase in the normal state emerges through considering an intrinsic spin-orbital coupling [4], while in the superconducting state, it was indicated theoretically that the nontrivial topology only appear for the odd parity pairing [5]. For the usual s_{\pm} pairing, the system is topologically trivial. On the other hand, experimentally, signatures of Majorana zero modes were also revealed in the monolayer FeSe compound. Therefore, actually it is still not clear whether the superconducting monolayer FeSe

¹⁾e-mail: tzhou@scnu.edu.cn

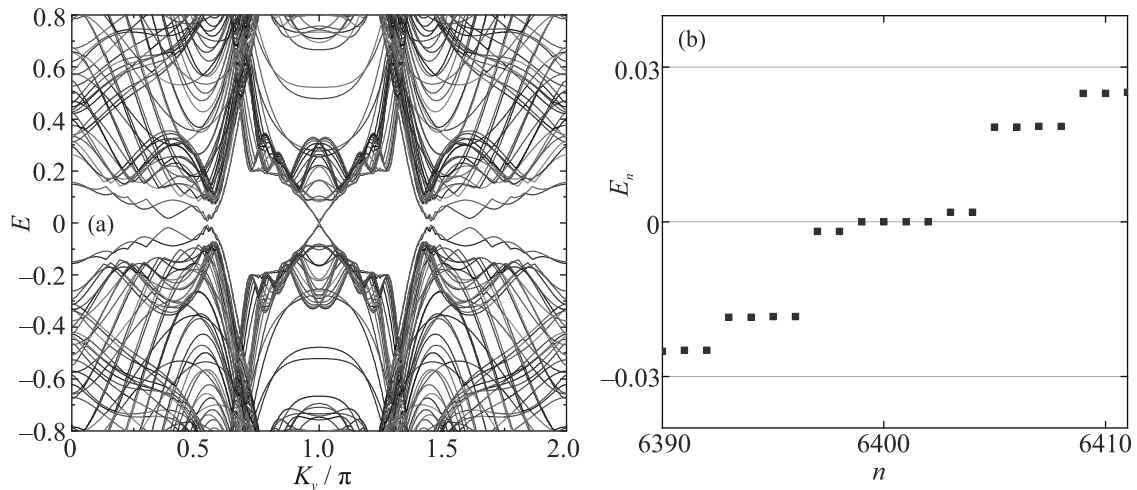


Fig. 1. (Color online) (a) – The energy bands as a function of the momentum k_y with the spin-orbital interaction with considering the open boundary condition along the x -direction. (b) – The low energy eigenvalues of the Hamiltonian with two vortices

material is topologically trivial. Now it is rather necessary to explore this issue theoretically and construct a minimal model to describe both the high- T_c superconductivity and the possible Majorana excitations of the monolayer FeSe material.

Starting from a two-orbital model which can describe qualitatively the superconducting properties of the monolayer FeSe superconductor [6], we propose that the edge states and the zero modes in the vortex core can emerge when an additional spin-orbital coupling term is considered. Our main results are indicated in Fig. 1. As is seen in Fig. 1a, when the open boundary condition is considered, the edge states indeed emerge. The low energy eigenvalues of the Hamiltonian in the presence of the two vortices are presented in Fig. 1b. As is seen, four zero energy eigenvalues exist. This can explain qualitatively the experimental signatures of the Majorana zero modes in this material. However, based on the calculation of the topological invariant and the Wilson loop technique, our results indicate that this system is still a topologically trivial system. We provide a possible explanation for the emergence of the zero modes in the

monolayer FeSe material. However, the edge states and zero modes disappear when the normal state hole-like Fermi pockets appear upon changing the chemical potential. Therefore, the observations of the edge states and Majorana zero modes in other iron-based superconductors cannot be simply explained merely through adding an additional spin-orbital interaction into the original Hamiltonian.

This is an excerpt of the article “Emerging edge states in the monolayer FeSe superconductor with the spin-orbital coupling”. Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 0.1134/S0021364022602032

1. X.-L. Qi and S.-C. Zhang, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).
2. N. Hao and J. Hu, *Nat. Sci. Rev.* **6**, 213 (2019).
3. G.R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1589 (2011).
4. N. Hao and J. Hu, *Phys. Rev. X* **4**, 031053 (2014).
5. N. Hao and S.-Q. Shen, *Phys. Rev. B* **92**, 165104 (2015).
6. Y. Gao, Y. Yu, T. Zhou, H. Huang, and Q.-H. Wang, *Phys. Rev. B* **94**, 144512 (2016).

Наночастицы 6H-SiC, интегрированные с атомно-силовым микроскопом для сканирующих квантовых сенсоров

К. В. Лихачев, И. Д. Бреев, С. В. Кидалов, П. Г. Баранов, С. С. Нагальюк, А. В. Анкудинов, А. Н. Анисимов¹⁾

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 10 октября 2022 г.

После переработки 10 октября 2022 г.

Принята к публикации 18 октября 2022 г.

Мы изготовили квантовый датчик магнитного поля, используя вакансионные центры кремния в 6H-SiC на основе метода атомно-силовой микроскопии. Квантовая сенсорика происходит с помощью метода оптически детектируемого магнитного резонанса. Для реализации квантовой сканирующей микроскопии мы прикрепили одну наночастицу 6H-SiC на острие кантилевера. Изготовленные таким образом квантовые датчики охарактеризованы с помощью оптической спектроскопии и электронной микроскопии. Их использование является более экономически целесообразным и позволяет использовать квантовые сканирующие микроскопы в физиологических условиях и проводящей среде.

DOI: 10.31857/S1234567822230112, EDN: menygx

I. Введение. Спиновые дефекты в полупроводниках широко используются для детектирования магнитного поля с нанометровым разрешением. Наиболее ярким примером являются азотно-вакансионные центры (NV) в алмазе, которые уже используются в промышленности для различных задач, включая визуализацию магнитных доменов [1] и визуализацию электрических токов [2]. Принцип регистрации магнитного поля основан на спектроскопии оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) и требует применения резонансных микроволновых (МВ) полей с одновременным измерением интенсивности фотолуминесценции. Алмазные зонды обычно изготавливаются вручную и устанавливаются на обычные кантилеверы атомно-силового микроскопа (АСМ), изготовленные из других материалов. Совсем недавно собственные дефекты в карбиде кремния (SiC) были предложены в качестве кандидатов для применения в регистрации магнитных полей по аналогии с азотно-вакансионными центрами (NV) в алмазе. SiC содержит спиновые центры (V_{Si}), в частности, кремниевые вакансии [3] и дивакансии [4], которые могут когерентно контролироваться при комнатной температуре [5, 6], обладают большим временем когерентности в диапазоне мс [7, 8], могут быть использованы в качестве источников одиночных фотонов [7, 9, 10] со спектрально узкой нуль-фононной линией [11, 12], и демонстрируют возможность интеграции в электронные и фотонные схемы [13–16]. Кроме того, эти спино-

вые центры в SiC позволяют проводить полностью оптическую магнитометрию без использования МВ (эффект антипересечения уровней) [17]. В частности, подход, свободный от МВ, позволяет проводить измерения в электропроводящих средах, таких как интегральные схемы (ИС) или биологические растворы, и избегать случайного возбуждения или нагрева МВ-излучением. Несмотря на очевидные преимущества, сканирующая магнитометрия без МВ на основе SiC до сих пор не была реализована. В этой статье мы демонстрируем использование наночастиц SiC с вакансионными спиновыми центрами в сочетании с коммерческими кантилеверами АСМ.

II. Методика экспериментов и образцы. Полный маршрут изготовления АСМ-зонда с одной наночастицей SiC на острие показан на рис. 1. Мы изготовили наночастицы из 2-дюймовой пластины 6H-SiC. Эта пластина была разрезана на куски размером 500×500 мкм перед измельчением, см. рис. 1а. Предварительная нарезка пластин на куски позволяет достичь высокого выхода наночастиц без дополнительного разделения на фракции. Размол частиц SiC проводился с использованием планетарной мельницы Pulverized 5. На первом этапе использовался стакан и шарики диоксида циркония диаметром 5–15 мм (сухой помол). На втором – использовались шарики диоксида циркония ZIRCONOX диаметром 0.4–2 мм в водной суспензии. Распределение наночастиц SiC по размерам было получено путем измерения динамического светорассеяния с помощью прибора Zetasizer ZS 3600. Распределение нанометровой фракции кристаллов 6H-SiC в коллоиде показано на

¹⁾e-mail: aan0100@gmail.com

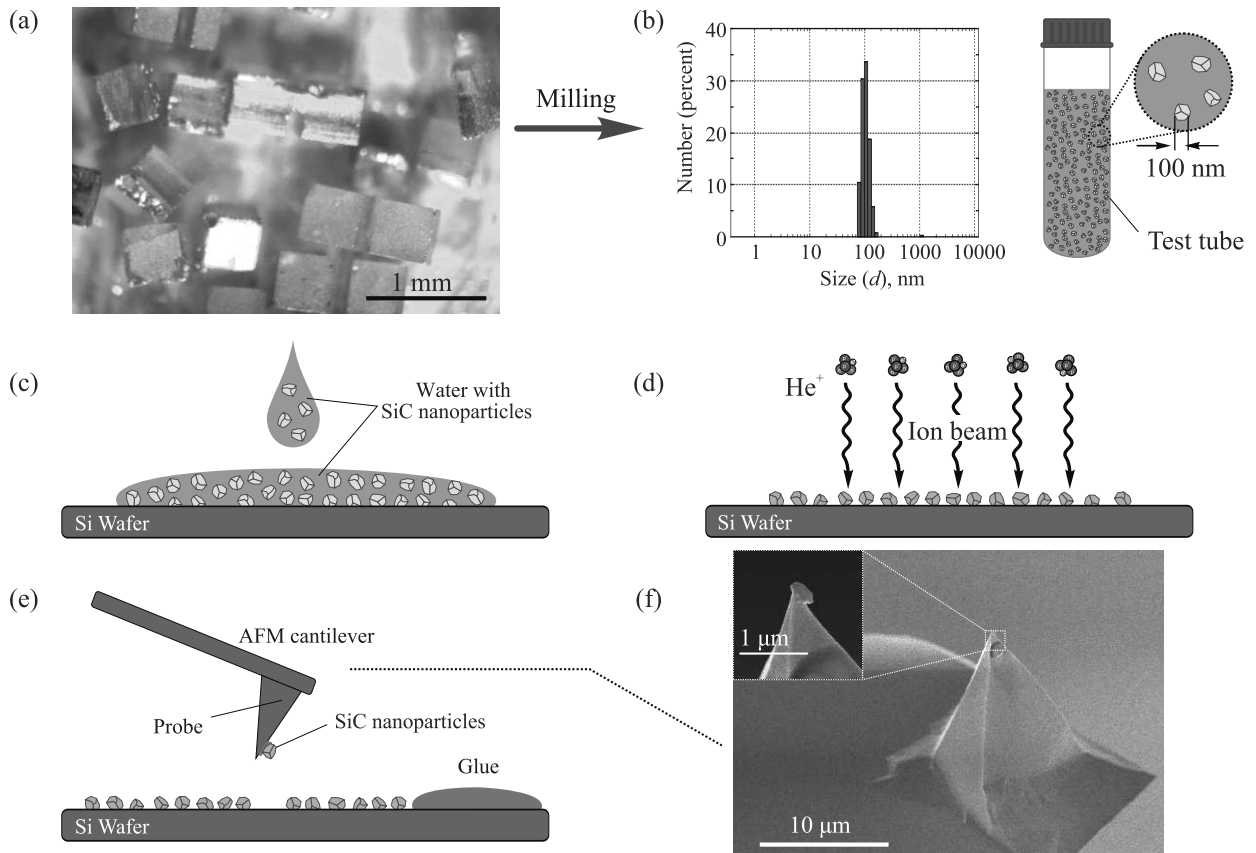


Рис. 1. (Цветной онлайн) Технологический маршрут изготовления АСМ-зонда с закрепленной на острие наночастицей SiC с V_{Si} . (a) – Оптическая фотография квадратных субмиллиметровых фрагментов монокристаллической пластины 6H-SiC, подготовленной для измельчения. (b) – Распределение наночастиц по размерам в коллоиде. (c) – Осаждение коллоидных частиц на подложку. (d) – Создание V_{Si} в наночастицах путем облучения ионами гелия. (e) – Захват одной наночастицы SiC с V_{Si} острием коммерческого АСМ-зонда. (f) – Контрольные СЭМ-изображения модифицированного АСМ-зонда

рис. 1b. Спиновые центры V_{Si} в наночастицах, созданных фокусированным ионным облучением (ионы He с энергией 10 кэВ и потоком $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$), как схематично показано на рис. 1d. Одиночные наночастицы SiC с V_{Si} были захвачены на острие коммерческих АСМ-зондов в соответствии с оригинальной методикой, разработанной ранее для изготовления АСМ-зондов с субмикронной сферической частицей калиброванного радиуса кривизны [18], схематично показанной на рис. 1e. Наличие наночастиц SiC проверено на АСМ-зонде с помощью сканирующего конфокального микроскопа и сканирующего электронного микроскопа. Пример электронного микроскопического изображения АСМ-зонда с наночастицей SiC показан на рис. 1f.

Для проведения экспериментов по регистрации комбинационного рассеяния света с высоким пространственным разрешением использовался лазер с длиной волны $\lambda = 532 \text{ нм}$ и мощностью $P = 5 \text{ мВт}$.

Лазер фокусировался с помощью 100× объектива с числовой апертурой $NA = 0.7$ точной высокоскоростной сканирующей гальванометрической системой позиционирования зеркал XY. Спектры комбинационного рассеяния света регистрировались с помощью прибора с зарядовой связью (ПЗС) с термоэлектрическим охлаждением и монохроматора, оснащенного решеткой со спектральным разрешением 2400 штрихов на миллиметр. Для регистрации спектров фотолюминесценции с центральной длиной волны 900 нм использовался монохроматор с лавинным фотодиодом (ЛФД) и счетчиком одиночных фотонов.

III. Эксперименты и результаты. Метод модификации кантилевера путем фиксации к его острию наночастиц SiC с V_{Si} состоит из двух этапов. Во-первых, наночастицы равномерно распределялись на плоской и твердой пластине Si так, чтобы они были изолированы друг от друга в среднем на расстояния, соответствующие дифракционному

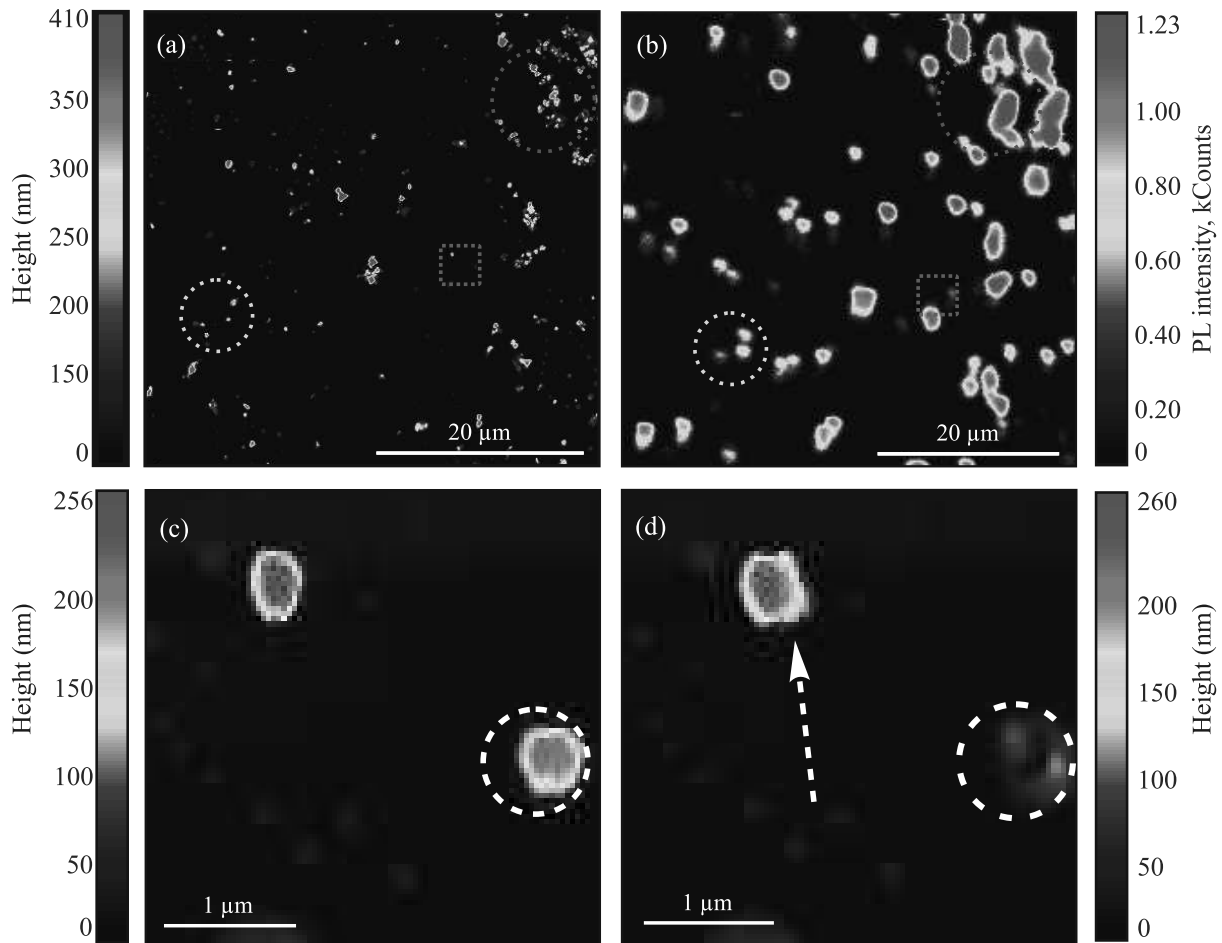


Рис. 2. (Цветной онлайн) Захват одиночной наночастицы 6H-SiC с V_{Si} на острие коммерческого АСМ-кантилевера. (а) – АСМ-топография участка Si пластины с облученными ионами гелия наночастицами 6H-SiC. (б) – Конфокальное изображение сигнала ФЛ (при 900 нм, с возбуждением 532 нм) того же участка. (с) – АСМ-изображение участка, внутри синего штрихового квадрата на (а) и (б), с выбранным объектом для захвата на зонд. (d) АСМ-изображение той же области после захвата объекта на зонд

пределу оптического микроскопа. Пример такого распределения показан на рис. 2а и б, где в области 50 на 50 мкм находятся отдельно стоящие наночастицы. Во-вторых, наночастицы должны удерживаться на подложке и выдерживать воздействие определенной пороговой силы. Эта сила не должна быть слишком высокой, чтобы оставалась возможность манипулировать частицами в контактном режиме, т.е. перемещать их вдоль подложки и захватывать на острие зонда. В условиях окружающей среды подложка поглощает атмосферную влагу, и наночастица может удерживаться на ней за счет капиллярных сил. Для захвата на зонд необходимо оторвать наночастицу от подложки. Для оценки силы сцепления наночастицы с подложкой (F_A) можно считать пропорциональной периметру наночастицы (P):

$$F_A = \sigma \cdot P, \quad (1)$$

где σ – поверхностное натяжение для поверхности вода-воздух. При $\sigma = 0.073$ Н/м и $P = 1$ мкм мы получаем $F_A = 100$ нН. Для успешного АСМ манипулирования выбранной наночастицей, см. рис. 2с и 2d, сила взаимодействия была установлена примерно на этом уровне. В полуконтактном режиме характерная пиковая сила взаимодействия АСМ-зонда с образцом (сила удара) составляет около 1 нН [19]. Поэтому манипуляции с АСМ проводились в контактном режиме, но результат манипуляций контролировался в полуконтактном режиме. Наночастица была прикреплена к зонду с помощью уретан-акрилового клея UV50, который затвердевает при облучении ультрафиолетовым светом. Контактный угол (α), измеренный с помощью АСМ, этого клея на кремниевой подложке составляет около 10 градусов. По известной величине α можно определить толщину клея. Считая, например, что капля клея на поверхности имеет

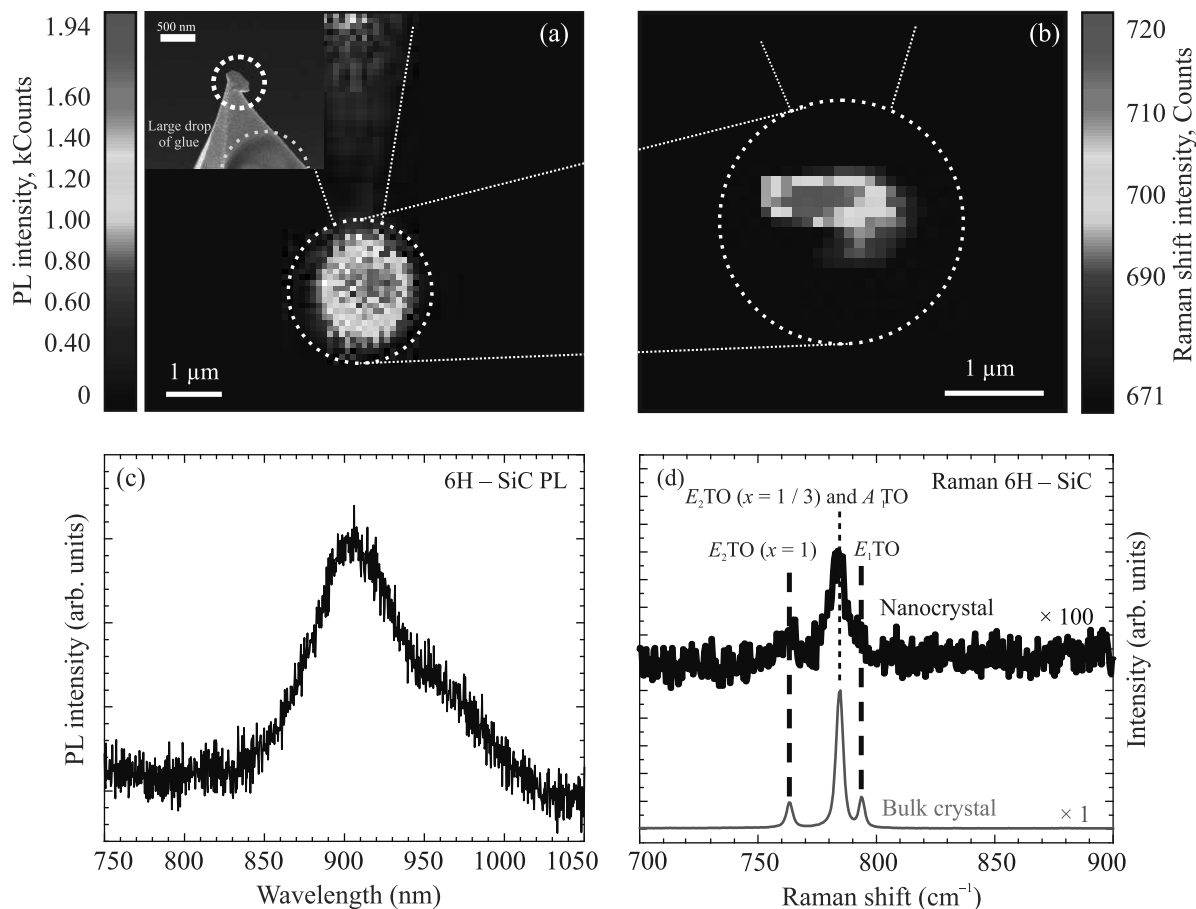


Рис. 3. (Цветной онлайн) Наночастица SiC на кончике АСМ-кантилевера NSG10. (а) – Конфокальное сканирующее изображение распределения ФЛ с АСМ кантилевера с наночастицей 6H-SiC. (б) – Конфокальное сканирующее изображение распределения комбинационного рассеяния света с АСМ кантилевера с наночастицей 6H-SiC. Белый пунктирный круг обозначает наночастицу 6H-SiC. На вставке (а) показано СЭМ-изображение АСМ-зонда с наночастицей 6H-SiC (вид сверху). Белый пунктирный круг обозначает наночастицу 6H-SiC. Желтая пунктирная линия указывает на большую каплю на кантилевере АСМ. (с) – Спектр ФЛ, полученный путем вычитания спектра ФЛ Si пластины из спектра ФЛ наночастицы 6H-SiC. (d) – Рамановский спектр наночастицы 6H-SiC, закрепленной на NSG10 (черный) и рамановский спектр объемного кристалла 6H-SiC (красный)

сферическую форму диаметром d , получаем выражение для ее высоты $h = d \cdot \tan(\alpha/2)/2$. В частности, для $h = 4.4$ мкм получаем $d = 100$ мкм. Вязкость клея ($6.5 \text{ Па} \cdot \text{с}$) такова, что в полуконтактном режиме визуализируется рельеф поверхности капли, а в контактном режиме АСМ-зонд проникает внутрь капли. Клей обычно наносится в микроскопических количествах, что видно на рис. 3а со сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). После погружения кончика зонда, высота которого превышает высоту капли с $d = 100$ мкм, в каплю клея, клей не достигает кантилевера, сохраняя работоспособность АСМ-зонда. На самом конце также имеются наноследы UV50, которые используются для фиксации наночастицы. Подтверждение захвата наночастицы зондом может быть немедленно визуализировано путем по-

вторного сканирования области контакта, как показано на рис. 3d.

После прикрепления наночастицы к острию зонда мы провели систематический анализ с помощью конфокальной фотолюминесценции (ФЛ) и сканирующей спектроскопии комбинационного рассеяния света, как показано на рис. 3. Рисунок 3а показывает пространственное распределение ФЛ V_{Si} . Пунктирными линиями показана область, соответствующая самому высокому сигналу ФЛ, что подтверждает успешное прикрепление наночастицы 6H-SiC к зонду. Кристаллическое качество и политип 6H подтверждены конфокальным распределением комбинационного рассеяния света, как показано на рис. 3б. Вставка на рис. 3а дополнительно показывает изображение наночастицы на зонде, полученное с помо-

пью СЭМ. Соответствующие спектры ФЛ и комбинационного рассеяния света, зарегистрированные с наночастицы, прикрепленной к АСМ-зонду, показаны на рис. 3с и d соответственно. Для сравнения, на рис. 3d показаны спектры комбинационного рассеяния света объемного кристалла 6Н-SiC и наночастицы 6Н-SiC, прикрепленной к кончику кантилевера. В спектре комбинационного рассеяния света наблюдаются три фоновые моды: E_2 ТО ($x = 1$), E_2 ТО ($x = 1/3$), A_1 ТО ($x = 0$) и E_1 ТО ($x = 0$), где A_1 , E_1 и E_2 – симметрии фоновых мод в обозначениях Малликена, ТО – поперечный оптический тип фонона, а x – приведенный волновой вектор фоновых мод в основной зоне Бриллюэна. Соответствующие фоновые моды показаны для каждого рамановского пика [20]. Рамановские спектры для нанокристалла 6Н-SiC и объемного кристалла были получены при времени накопления 10 и 250 с соответственно.

IV. Заключение. В заключении отметим, что был разработан протокол изготовления квантовых датчиков, совместимый с современными сканирующими микроскопами. Для этого были изготовлены наночастицы с V_{Si} . Такие наночастицы были охарактеризованы и успешно прикреплены к АСМ-зондам. Наличие V_{Si} определено по их характерной ФЛ, а также по тому, что наночастицы находятся в своей исходной политипной модификации, что подтверждается спектрами комбинационного рассеяния света. В этом случае одиночная наночастица на кончике зонда должна обладать магнитометрическими свойствами объемного кристалла.

Коммерческие квантовые микроскопы основаны на NV-центрах в алмазе [21]. Мы предлагаем альтернативный квантовый магнитометр, который может расширить область применения, включая исследование оптически прозрачных сред, которое еще не было реализовано. Расширение области применения обусловлено отсутствием необходимости дополнительных радиочастотных манипуляций, как это реализовано в зондах на основе NV-центров [22], и ФЛ V_{Si} в области 900 нм, прозрачной для большинства биологических материалов.

В данной статье мы сосредоточились на наночастицах 6Н-SiC, поскольку они имеют 2 типа центров, излучающих в ортогональных направлениях [23], а ОДМР сигнал смещен на 100 МГц. В связи с этим данный квантовый датчик должен успешно работать при произвольной ориентации наночастицы на АСМ-зонде. В то же время, наночастицы и зонды могут быть изготовлены полностью из пластин SiC в промышленных масштабах, и, возможно, в будущем та-

кие зонды могут быть успешно установлены вместо стандартных АСМ-зондов с наночастицами SiC.

Авторы выражают благодарность Астахову Георгию за обсуждение статьи. Авторы выражают благодарность Институту физики ионных пучков и исследования материалов в центре Гельмгольца Дрезден-Россендорф за облучение образцов ионами He в 2021 году.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 20-52-76010.

А. Н. Анисимов благодарит Совет по грантам Президента Российской Федерации за финансовую поддержку данной работы (Стипендия # СП-2179.2021.5).

1. Q.-C. Sun, T. Song, E. Anderson, A. Brunner, J. Förster, T. Shalomayeva, T. Taniguchi, K. Watanabe, J. Gräfe, R. Stöhr, X. Xu, and J. Wrachtrup, *Nature Commun.* **12**, 1989 (2021); 10.1038/s41467-021-22239-4.
2. A. Nowodzinski, M. Chipaux, L. Toraille, V. Jacques, J.-F. Roch, and T. Debuisschert, *Microelectronics Reliability* **55**(9–10), 1549 (2015).
3. H. Kraus, V. A. Soltamov, D. Riedel, S. Väh, F. Fuchs, A. Sperlich, P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, *Nature Phys.* **10**, 157 (2014).
4. A. L. Falk, B. B. Buckley, G. Calusine, W. F. Koehl, V. V. Dobrovitski, A. Politi, C. A. Zorman, P. X. L. Feng, and D. D. Awschalom, *Nat. Commun.* **4**, 1819 (2013).
5. W. F. Koehl, B. B. Buckley, F. J. Heremans, G. Calusine, and D. D. Awschalom, *Nature* **479**, 84 (2011).
6. V. A. Soltamov, C. Kasper, A. V. Poshakinskiy, A. N. Anisimov, E. N. Mokhov, A. Sperlich, S. A. Tarasenko, P. G. Baranov, G. V. Astakhov, and V. Dyakonov, *Nat. Commun.* **10**, 1678 (2019).
7. D. J. Christle, A. L. Falk, P. Andrich, P. V. Klimov, J. U. Hassan, N. T. Son, E. Janzén, T. Ohshima, and D. D. Awschalom, *Nature Mater.* **14**, 160 (2015).
8. D. Simin, H. Kraus, A. Sperlich, T. Ohshima, G. V. Astakhov, and V. Dyakonov, *Phys. Rev. B* **95**, 161201(R) (2017).
9. M. Widmann, S.-Y. Lee, T. Rendler et al. (Collaboration), *Nature Mater.* **14**, 164 (2015).
10. F. Fuchs, B. Stender, M. Trupke, D. Simin, J. Pflaum, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, *Nature Commun.* **6**, 7578 (2015).
11. D. J. Christle, P. V. Klimov, C. F. de las Casas, K. Szász, V. Ivády, V. Jokubavicius, J. U. Hassan, M. Mikael Syväjärvi, W. F. Koehl, T. Ohshima, N. T. Son, E. Janzén, Á. Gali, and D. D. Awschalom, *Phys. Rev. X* **7**, 021046 (2017).

12. N. Morioka, C. Babin, R. Nagy et al. (Collaboration), *Commun.* **11**, 507 (2020).
13. F. Fuchs, V.A. Soltamov, S. Văth, P.G. Baranov, E.N. Mokhov, G.V. Astakhov, and V. Dyakonov, *Sci. Rep.* **3**, 1637 (2013).
14. C.P. Anderson, A. Bourassa, K.C. Miao, G. Wolfowicz, P.J. Mintun, A.L. Crook, H. Abe, J.U. Hassan, N.T. Son, T. Ohshima, and D.D. Awschalom, *Science* **366**, 1225 (2019).
15. D.M. Lukin, C. Dory, M.A. Guidry, K.Y. Yang, S.D. Mishra, R. Trivedi, M. Radulaski, S. Sun, D. Verduyck, G.H. Ahn, and J. Vučković, *Nature Photon.* **14**, 330 (2020).
16. M. Niethammer, M. Widmann, T. Rendler, N. Morioka, Y.-C. Chen, R. Stöhr, J.U. Hassan, S. Onoda, T. Ohshima, S.-Y. Lee, A. Mukherjee, J. Isoya, N.T. Son, and J. Wrachtrup, *Nature Commun.* **10**, 1 (2019).
17. D. Simin, V.A. Soltamov, A.V. Poshakinskiy, A.N. Anisimov, R.A. Babunts, D.O. Tolmachev, E.N. Mokhov, M. Trupke, S.A. Tarasenko, A. Sperlich, P.G. Baranov, V. Dyakonov, and G.V. Astakhov, *Phys. Rev. X* **6**, 031014 (2016).
18. А.В. Анкудинов, В.А. Быков, И.А. Няпшаев, А.Б. Шубин, О.В. Сафронова, *Способ изготовления коллоидного зондового датчика для атомно-силового микроскопа*, Патент #2010 134 186 Российская Федерация: заявл. 17.08.2010: опубликовано 27.02.2012.
19. B.O. Shcherbin, A.V. Ankudinov, A.V. Kiyuts, and O.S. Loboda, *Phys. Solid State* **57**, 531 (2014); <https://doi.org/10.1134/S1063783414030299>.
20. S. Nakashima and H. Harima, *Phys. Stat. Sol. (a)* **162**, 39 (1997).
21. P. Maletinsky, S. Hong, M.S. Grinolds, B. Hausmann, M.D. Lukin, R.L. Walsworth, M. Loncar, and A. Yacoby, *Nature Nanotech.* **7**(5), 320–324 (2012); doi:10.1038/nnano.2012.50.
22. E. Schaefer-Nolte, F. Reinhard, M. Ternes, J. Wrachtrup, and K. Kern, *Rev. Sci. Instrum.* **85**(1), 013701 (2014); doi: 10.1063/1.4858835; PMID: 24517769.
23. I.D. Breev, Z. Shang, A.V. Poshakinskiy, H. Singh, Y. Berencén, M. Hollenbach, S.S. Nagalyuk, E.N. Mokhov, R.A. Babunts, P.G. Baranov, D. Suter, S.A. Tarasenko, G.V. Astakhov, and A.N. Anisimov, *npj Quantum Inf.* **8**, 23 (2022); 10.1038/s41534-022-00534-2.

Мегаизвержение вулкана Хунга 15 января 2022 г.: регистрация ионосферных возмущений посредством СДВ и ГНСС радиопросвечивания

М. С. Соловьева⁺, А. М. Падохин^{*×1)}, С. Л. Шалимов⁺

⁺Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта, 123995 Москва, Россия

^{*}Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

[×]Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова, 108840 Троицк, Россия

Поступила в редакцию 4 октября 2022 г.

После переработки 18 октября 2022 г.

Принята к публикации 18 октября 2022 г.

По данным станций сверхдлинноволнового (СДВ) радиопросвечивания в Дальневосточном регионе России и японско-австралийской сети приемников сигналов глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) впервые исследован синхронный отклик нижней и верхней ионосферы при распространении атмосферной волны Лэмба и цунами, порожденных мегаизвержением подводного вулкана Хунга 15 января 2022 г. Обнаружено, что волновые вариации СДВ и ГНСС сигналов возникают не только при пересечении радиотрасс волнами Лэмба и цунами, но и по причине нелокальности сильных возмущений, обусловленной наличием геомагнитного поля. Сами волновые вариации вызваны воздействием на ионосферу атмосферных внутренних волн, генерируемых этими источниками, и пылевой компоненты извержения. Оценена энергия основного извержения и дана физическая интерпретация зарегистрированных ионосферных возмущений.

DOI: 10.31857/S1234567822230124, EDN: meruqo

15 января 2022 года произошло извержение подводного вулкана Хунга Тонга-Хунга Хаапай. Хотя первое значительное извержение этого вулкана было зарегистрировано 14.01.2022, но спутниковые данные показали, что самый сильный взрыв наблюдался 15.01.2022 в 4:14:45 UT, что привело к генерации гигантской атмосферной волны Лэмба и (поскольку извержение имело место в акватории Тихого океана) разрушительного цунами [1, 2]. Предварительные оценки энергии, выделившейся при главном извержении [1], позволяют отнести его к классу очень редких событий планетарного масштаба, поскольку последнее сходное по энергии извержение произошло в 1883 г., когда взорвался вулкан Кракатау. Исследования подобных высокоэнергичных наземных источников интересны из-за их влияния на среду обитания человека и как примеры сильных воздействий на внешние геосферы, позволяющие судить о механизмах этих воздействий (см., например, [3]). В настоящей работе впервые для изучения последствий воздействия самого мощного за последнее время эксплозивного извержения вулкана применены метод СДВ-

радиопросвечивания, позволяющий регистрировать возмущения нижней ионосферы и одновременные измерения параметров сигналов глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), используемые для регистрации возмущений верхней ионосферы.

Из уже опубликованных работ, посвященных анализу волновых возмущений, обусловленных рассматриваемым событием, следует, что возмущения в океане, нижней и верхней атмосфере регистрируются не только вблизи эпицентра [1, 2]. На данный момент хорошо установлена глобальность распространения от вулкана атмосферной волны Лэмба ($f \leq 0.01$ Гц), обогнувшей Землю несколько раз [4, 5], а также цунами, радиально распространившееся по всему Тихому океану, о чем свидетельствуют записи на глубоководных DART (Deep-ocean Assessment and Reporting of Tsunamis) станциях [6], показанных на рис. 1. При этом оцениваемая скорость волны Лэмба (315–320 м/с) больше скорости цунами (около 200–220 м/с), так что на расстояниях в несколько тысяч километров от источника, где нами регистрировались возмущения ионосферы, волна Лэмба заметно опережает цунами (в Японии и вблизи Курильских островов приблизительно на 2 ч). Здесь важно отме-

¹⁾e-mail: padokhin@physics.msu.ru

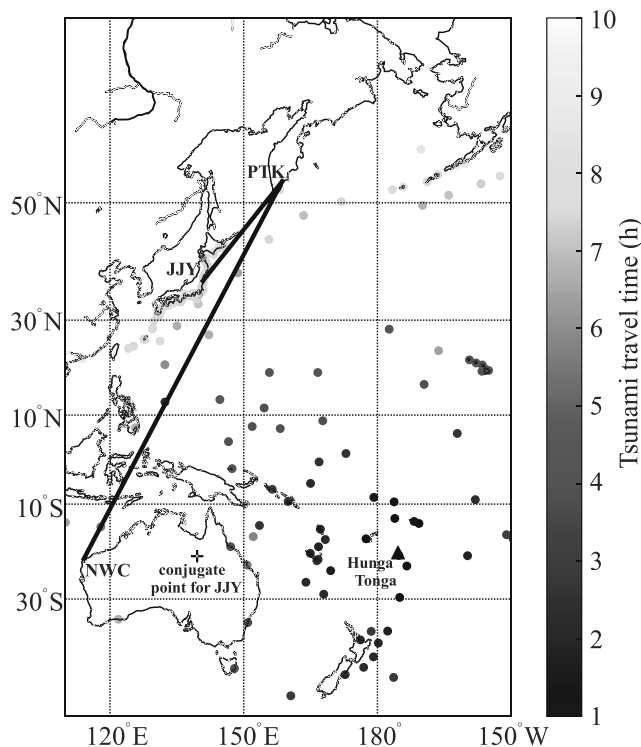


Рис. 1. (Цветной онлайн) Картина распространения цунами по Тихому океану. Круги – положение станций DART, цвет соответствует времени распространения волны. Черные линии – радиотрассы JJU (40 кГц) – Петропавловск-Камчатский (РТК) и NWC (19.8 кГц) – РТК. Треугольник – вулкан Хунга; крест – магнитосопряженная точка для станции JJU

тить, что волна Лэмба и цунами при определенных условиях становятся источником атмосферных внутренних волн [7, 8], которые способны распространяться до ионосферы.

Для анализа состояния нижней ионосферы во время распространения волны Лэмба и цунами были использованы данные приема СДВ сигналов передатчиков NWC (19.8 кГц) и JJU (40 кГц), зарегистрированные на станции в Петропавловске-Камчатском – РТК (см. рис. 1). Станция оборудована UltraMSK приемником, который измеряют одновременно амплитуду и фазу MSK (Minimum Shift Keying) модулированных сигналов в частотном диапазоне 10–50 кГц от нескольких передатчиков [9]. Для анализа использовались усредненные данные за каждые 20 с. В связи с тем, что в дневное время ионосфера очень стабильная и мало чувствительна к воздействиям более слабым, чем солнечные вспышки, анализ был проведен для ночного интервала времени, определяемого для каждой трассы ее протяженностью и геометрией. Ночной интервал при этом

определялся по положению утреннего и вечернего терминатора на высоте 100 км. При этом для сигнала JJU ночной период – с 07 до 18 UT. Для сигнала NWC (длина трассы более 10000 км) ночной период – с 12 до 18 UT.

На рисунке 2 показаны амплитуда и фаза сигнала для трассы JJU-РТК за 15.01.2022. Трасса пролегает почти параллельно 10-часовой изолинии распространения цунами вдоль Японии и Курильских островов. Слабая активизация возмущений в амплитуде и фазе сигнала в диапазоне 8–55 мин, характерных для атмосферных внутренних волн, наблюдается сначала во временном интервале от 7–9 UT, затем в 10–11 UT, а потом через два часа с 12 до 17 UT (с особенно сильными возмущениями в интервале 14–16 UT). Если возмущения во втором и третьем интервалах связываются (по скоростям) с приходом волны Лэмба и цунами соответственно, то для появления возмущений в первом интервале нужно было бы предположить слишком большие для волны Лэмба скорости. Следовательно, для возмущений в первом интервале имеет место другой механизм их возникновения, который рассмотрен ниже в связи с регистрацией возмущений в верхней ионосфере. Важно отметить, что периоды всех возмущений соответствуют периодам атмосферных внутренних волн.

Рассмотрим теперь результаты наблюдений на трассе NWC-РТК (рис. 3). В отличие от эффектов, обнаруженных на трассе JJU-РТК, здесь аномалия в фазе и амплитуде сигнала совершенно иная, точнее, инвертированная. В частности, фаза сигнала, начиная с 13–14 UT, демонстрирует отрицательное отклонение, что может свидетельствовать о подъеме верхней стенки волновода земля-ионосфера на пути, по которому проходит сигнал, а не об опускании ее. Заметим, что за две недели до 15.01.2022 и после этого подобного поведения сигнала в ночной ионосфере не наблюдалось. Поэтому можно полагать, что инвертированные аномалии сигнала обусловлены извержением вулкана Хунга.

Напомним, что согласно спутниковым наблюдениям, основной вулканический материал эксплозии достиг мезосферы, на что потребовалось около 30 мин [10]. Дальнейшее движение облака вулканической пыли в горизонтальном направлении определяли крупномасштабные процессы переноса в мезосфере как в меридиональном, так и в зональном направлении. Такие процессы описываются в рамках представлений о турбулентном состоянии ветров в верхней мезосфере–нижней термосфере (см., например, [11–13]). Процесс турбулентного переноса основывается на классических оценках расхождения жидких

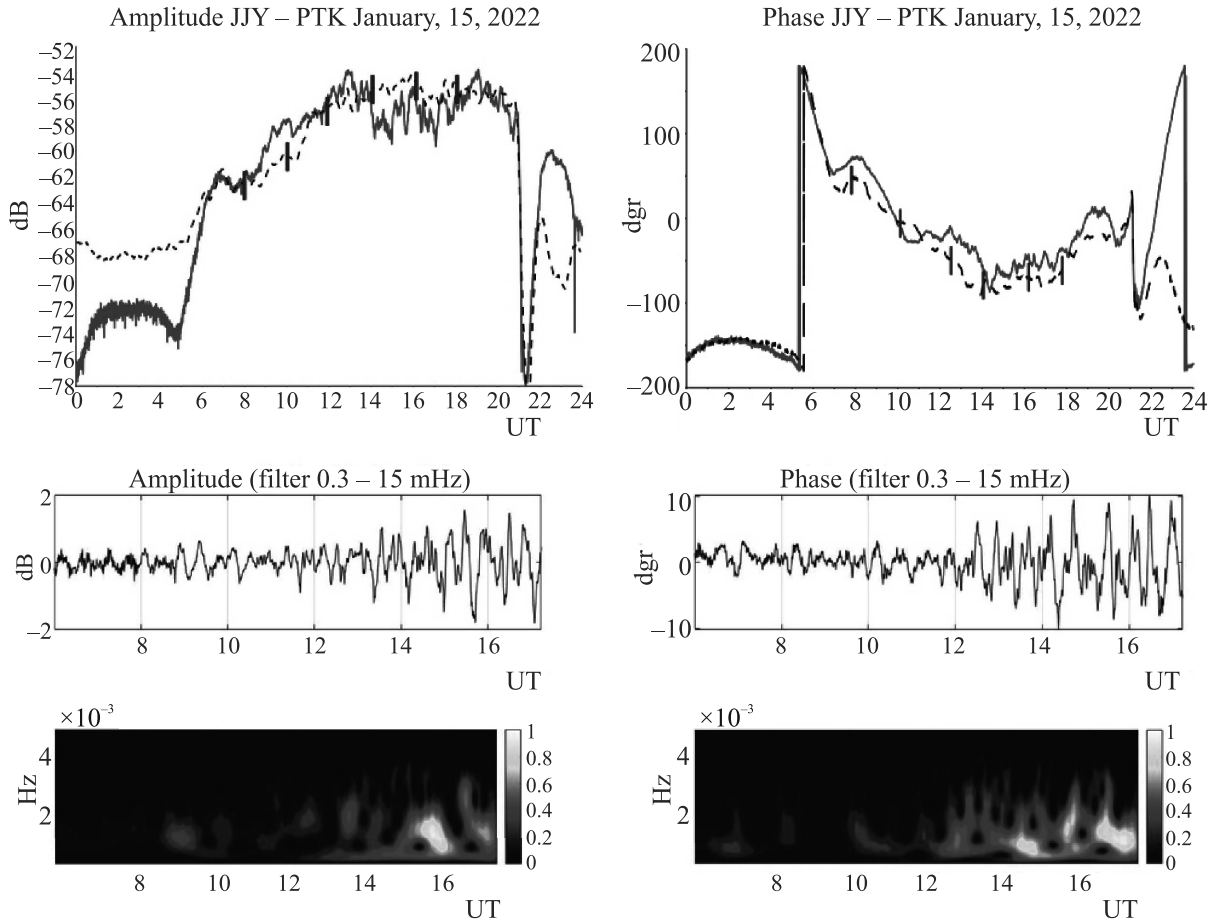


Рис. 2. (Цветной онлайн) Верхние графики – амплитуда и фаза по трассе JJY-РТК (сплошная линия), среднемесячный сигнал (пунктирная линия) и его СКО (вертикальные линии); средние графики – ночной фильтрованный сигнал; нижние графики – вейвлет-спектры фильтрованного сигнала

элементов на расстояние, большее первоначального, но меньше основного масштаба турбулентности [14]. В частности, в инерционном интервале относительное расхождение изменяется как:

$$\langle r^2(t) \rangle = c\epsilon t^3, \quad (1)$$

где c – константа порядка единицы, ϵ – скорость диссипации энергии, равная вводу энергии в инерционный интервал со стороны основного масштаба. Оценить ϵ можно следующим образом [14]: $\epsilon = (\Delta u)^2(\Delta u/l)$, где $\Delta u, l$ – крупномасштабная вихревая скорость и основной масштаб соответственно. Полагая $\Delta u = 50$ м/с (что в три раза меньше фонового ветра в мезосфере–нижней термосфере, достигающего 150 м/с [15]), а для $\Delta u/l$, используя измеренную в инерционном интервале величину $1.6 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ [12], из последнего соотношения для $r \approx 4 \cdot 10^3$ км (приблизительное расстояние между областью извержения и трассой NWC-РТК) получим, что через $t \sim 9.5$ ч

пылевое облако достигнет трассы NWC-РТК. Это приблизительно соответствует 13–14 UT и времени пересечения рассматриваемой трассы цунами, что и проявляется в спектрах возмущений, которые соответствуют атмосферным внутренним волнам.

Известно, однако, что цунами сопровождается положительной фазовой аномалией сигнала, которую можно связать с опусканием верхней стенки волновода [9]. В рассматриваемом случае наблюдается обратный эффект – подъем верхней стенки волновода (знак вариаций фазы указывает направление движения [16]). Следовательно, имеет место процесс, который преобладает над эффектом от цунами, и этот процесс может быть обусловлен присутствием в мезосфере пылевого вулканического облака. Действительно, в плазме ночной нижней ионосферы частицы пыли за счет микроскопических токов приобретают отрицательный заряд из-за большей подвижности электронов по сравнению с ионами. В зависи-

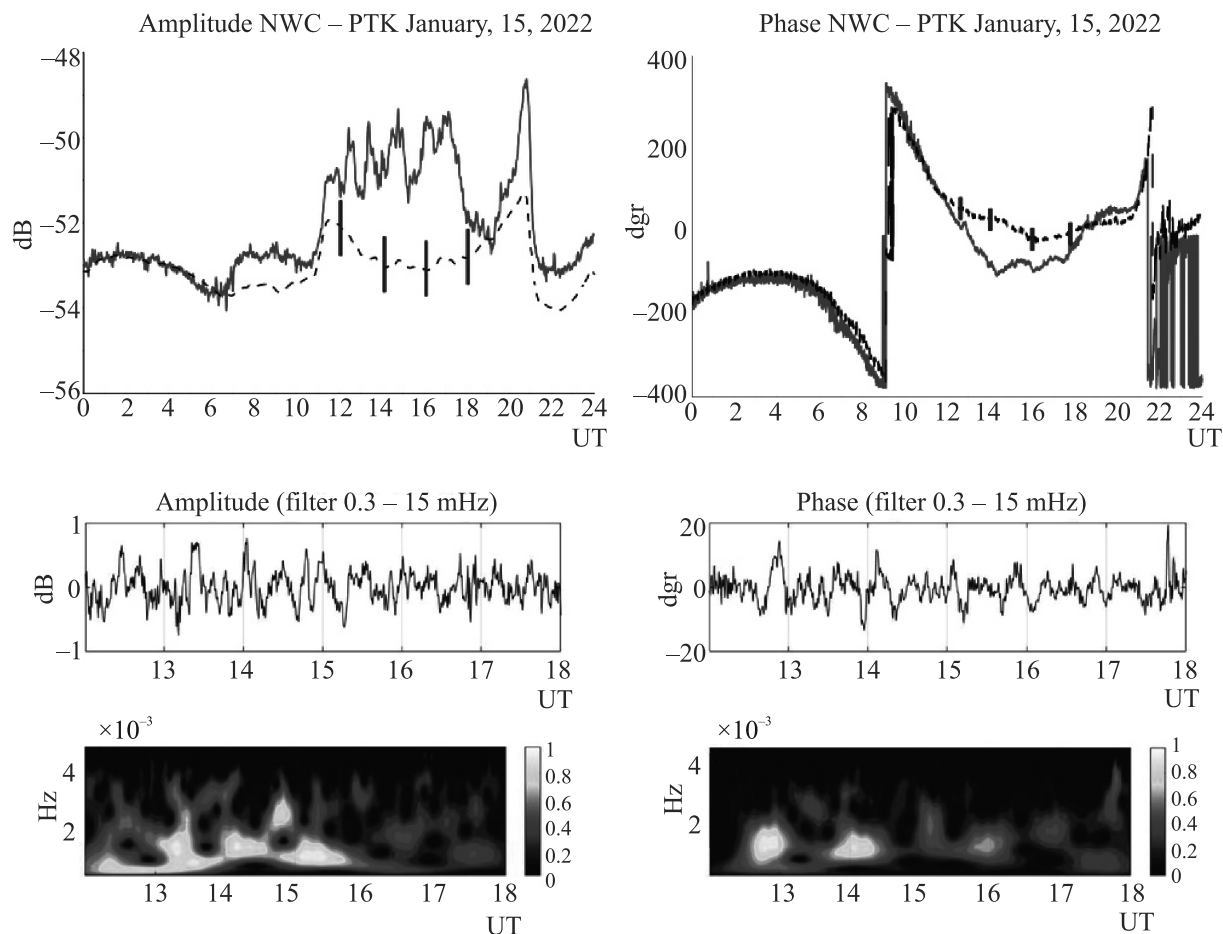


Рис. 3. (Цветной онлайн) То же, что на рис. 2, но по трассе NWC-PTK

мости от размера и плотности пылевых частиц заряд их в мезосфере может быть от нескольких единиц до нескольких десятков зарядов электронов [17, 18]. В результате зарядки пылевых частиц плотность электронов в запыленной плазме мезосферы существенно уменьшается, что соответствует наблюдаемому подъему верхней стенки волновода.

Одновременно с измерениями в нижней ионосфере регистрировались возмущения плазмы в верхней ионосфере. Радиопросвечивание сигналами ГНСС позволяет оценивать интегральную характеристику ионосферы – полное электронное содержание (Total Electron Content, TEC) вдоль луча спутник–приемник, основной вклад в которое вносит ионосферный слой F. Наблюдаемые вариации TEC таким образом можно связать с возмущениями верхней ионосферы, вызванными рассматриваемым событием (см. например, [8]). В настоящей работе использовались данные японской сети GEONET, а также ряда дальневосточных приемников сети IGS. Для анализа эффектов в магнитосопряженной области ис-

пользовались данные австралийской сети Geoscience Australia. Полученные оценки вариаций TEC в диапазоне 8–55 мин в координатах дальность от точки извержения – время для региона Японии и Курильских островов представлены на рис. 4а. Аналогичные оценки для магнитосопряженного региона Австралии приведены на рис. 4б. В первом случае отчетливо видны волновые структуры в интервалах времени 7–9 UT, 10–11:30 UT и после 12 UT. Такая картина возмущений в F слое вполне соответствует описанным выше возмущениям в нижней ионосфере, полученным по данным дальневосточной региональной сети СДВ станций.

Обратим здесь внимание на происхождение возмущений в первом временном интервале (7–9 UT). Прежде всего отметим, что Япония оказывается геомагнитно сопряженной с восточной частью Австралии (см. рис. 1). После извержения волна Лэмба радиально расходится от источника. Из-за воздействия атмосферной волны Лэмба на подстилающую поверхность ее скорость оказывается меньше, чем пред-

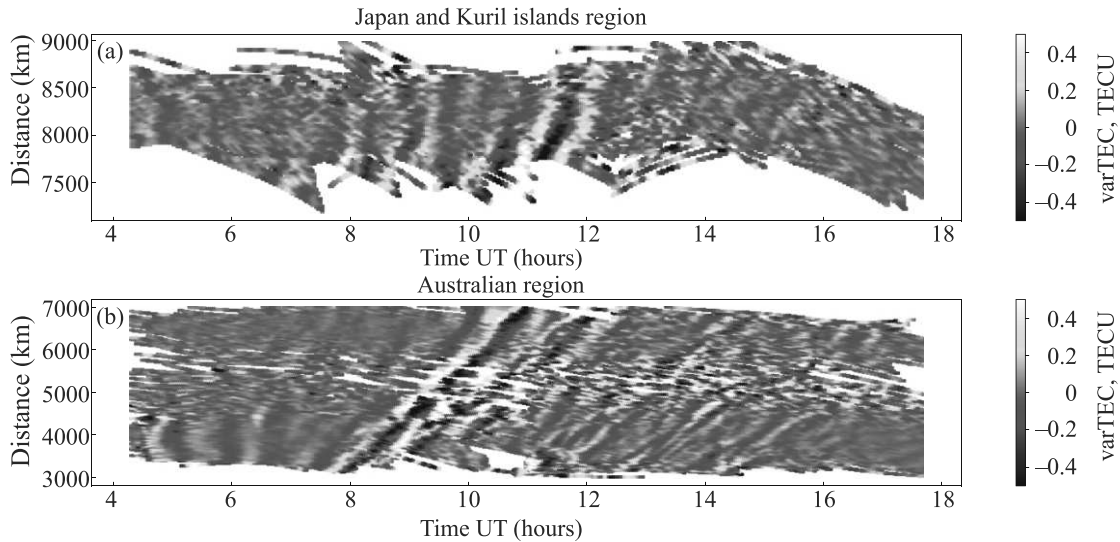


Рис. 4. (Цветной онлайн) Диаграмма дальность – время вариаций ТЕС над Японией и Курильскими островами (а) и Австралией (б)

сказываемая теорией скорость звука. При числе Маха $M < 1$ возможно излучение волной Лэмба атмосферных внутренних волн [7], которые способны опережать движущийся источник (по аналогии с цунами [8, 9]), распространяясь до ионосферных высот. Для расстояния от вулкана до восточной части Австралии около $4 \cdot 10^3$ км и скорости волны 315–320 м/с, волна Лэмба приблизительно через 3.5–4 ч достигнет восточной части Австралии. Ионосферные возмущения, вызванные ее приходом отчетливо видны на рис. 4b. Поскольку распространение этой волны на запад от источника сопровождается генерацией атмосферной внутренней волны, то последняя будет распространяться в ионосфере почти поперек силовых линий геомагнитного поля. Так как атмосферные внутренние волны на ионосферных высотах – это вертикально-поперечные волны, в которых групповая скорость перпендикулярна фазовой, и энергия волн распространяется под прямым углом к направлению распространения волнового фронта, то возмущения ветра $\delta\mathbf{U}$ будут направлены поперек геомагнитного поля \mathbf{B}_0 , в результате чего в волне, распространившейся до нижней части F слоя, возникнут токи $\delta\mathbf{j} = \sigma_p(\delta\mathbf{U} \times \mathbf{B}_0)$. Если токи не бездивергентные, то возникнут поляризационные электрические поля $\delta\mathbf{E}$, которые приведут плазму в движение в направлении $\delta\mathbf{E} \times \mathbf{B}_0$. Схема этих процессов для распространяющейся ВГВ показана на рис. 5, где движения происходят вдоль фронта волны, а магнитное поле направлено из плоскости рисунка. Поляризационные электрические поля волны вдоль силовых линий геомагнитного поля переносятся (посредством

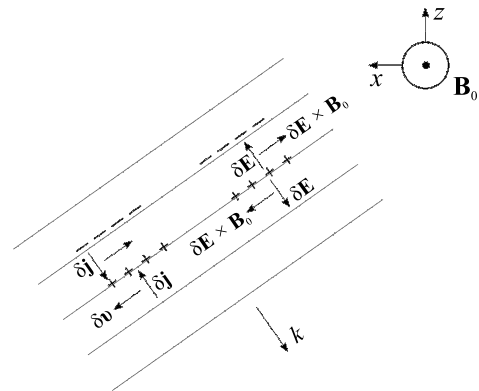


Рис. 5. Схема, показывающая как возмущения ветра в волне генерируют электрическое поле

альвеновских волн) в сопряженную ионосферу над Японией, где производят наблюдаемые нами волновые структуры в нижней и верхней ионосфере (см. рис. 2, 3 и 4a).

Наконец, оценим энергию волны Лэмба после ее генерации. Кинетическая энергия в столбе высотой 1 см от участка поверхности равна:

$$E_k = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{2} \rho u^2 r dr = 2\pi c^2 \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{2} \rho u^2 t dt, \quad (2)$$

где ρ – плотность воздуха, u – радиальная компонента скорости волны, распространяющейся со скоростью c и равная $p/c\rho$ [13]. Полагая $\rho = 10^{-3}$ г/см³, при длительности возмущения порядка 1–2 ч [4, 5] получим, что для амплитуды волны 250 Па [4, 5] кинетическая энергия возмущения на масштабе поряд-

ка 20 км высоты стратосферного волновода (в котором, как считается, распространяется волна Лэмба) будет $3 \cdot 10^{22}$ – 10^{23} эрг, т.е. 7–28 Мт в тротиловом эквиваленте, что оказывается одного порядка с энергией извержения Кракатау в 1883 г. по существующей оценке [19].

Таким образом, в настоящей работе с использованием методов СДВ и ГНСС радиопросвечивания впервые продемонстрирована синхронность возмущения нижней и верхней ионосферы, распространяющимися после извержения вулкана волнами Лэмба и цунами. Воздействие на ионосферу на расстояниях в несколько тысяч км от вулкана осуществляется посредством генерируемых этими источниками (при определенных условиях) атмосферных внутренних волн, которые достигают ионосферных высот, а также присутствием пылевой компоненты извержения в плазме нижней ионосферы. Отметим, что несмотря на детальный анализ рассматриваемого события в литературе, включая работы [1, 2], настоящая работа, насколько известно авторам, является первой попыткой одновременного анализа возмущений, вызванных извержением вулкана Хунга, как в нижней, так и верхней ионосфере, что дает недостающую информацию для описания источников и механизмов генерации наблюдаемых возмущений.

Авторы благодарны IGS [20], GEONET [21] и Geoscience Australia [22] за использованные в работе данные ГНСС, а также NGDC [6] за данные глубоководных станций DART. Данные в Петропавловске-Камчатском получены Камчатским филиалом ФИЦ “Единая геофизическая служба РАН” при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания # 075-00576-21. Работа выполнена в рамках государственного задания ИФЗ РАН.

1. R. S. Matoza, D. Fee, J. D. Assink et al. (Collaboration), *Science*. **377**(6601), 95 (2022).
2. D. R. Themens, C. Watson, N. Žagar, S. Vasylyevych,

- S. Elvidge, A. McCaffrey, P. Prikryl, B. Reid, A. Wood, and P. T. Jayahandran, *Geophys. Res. Lett.* **49**, e2022GL098158, (2022).
3. В. Е. Куницын, И. А. Нестеров, С. Л. Шалимов, *Письма ЖЭТФ* **94**, 657 (2011).
4. В. В. Адушкин, Ю. С. Рыбнов, А. А. Спивак, *Доклады РАН* **504**, 156 (2022).
5. S. N. Kulichkov, I. P. Chunchuzov, O. E. Popov et al. (Collaboration), *Pure Appl. Geophys.* **179**, 1533 (2022).
6. <https://www.ngdc.noaa.gov/hazard/dart/2022tonga.html>.
7. Г. С. Голицын, В. И. Кляцкин, *Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана* **3**, 1044 (1967).
8. С. Л. Шалимов, И. А. Нестеров, А. М. Воронцов, *Физика Земли* **2**, 97 (2017).
9. A. Rozhnoi, S. Shalimov, M. Solovieva, B. Levin, M. Hayakawa, and S. Walker, *J. Geophys. Res.* **117**, A09313 (2012).
10. NASA, Tonga volcano plume reached the mesosphere (2022); <https://gizmodo.com/tonga-eruption-blasted-volcanic-material-into-the-mesos-1848563691>.
11. M. H. Stevens, J. Gumbel, C. R. Englert, K. U. Grossmann, M. Rapp, and P. Hartogh, *Geophys. Res. Lett.* **30**, 1546 (2003).
12. M. C. Kelley, C. E. Seyler, and M. F. Larsen, *Geophys. Res. Lett.* **36**, L14103 (2009).
13. A. Kozlovsky, S. Shalimov, R. Lukianova, and M. Lester, *J. Geophys. Res., Space Physics* **119**, 3873 (2014).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика*, Наука, М. (1986).
15. M. F. Larsen, *J. Geophys. Res.* **107**, 1215 (2002).
16. U. S. Inan and D. L. Carpenter, *J. Geophys. Res.* **92**, 3293 (1987).
17. Б. А. Клумов, Г. Е. Морфил, С. И. Попель, *ЖЭТФ* **127**, 171 (2005).
18. Б. С. Клумов, С. В. Владимиров, Г. Е. Морфил, *Письма ЖЭТФ* **82**, 714 (2005).
19. C. L. Pekeris, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **171**, 434 (1939).
20. <https://igs.org/>.
21. <https://www.gsi.go.jp/>.
22. <https://gnss.ga.gov.au/>.

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

П И С Ь М А
В
ЖУРНАЛ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

том 116

Выпуск 12

25 декабря 2022

*Журнал издается под руководством
Отделения физических наук РАН*

Главный редактор В. М. Пудалов

Заместители главного редактора
Г. Е. Воловик, В. П. Пастухов

Зав. редакцией *И. В. Подыниглазова*

Адрес редакции 119334 Москва, ул. Косыгина 2

тел./факс (499)-137-75-89

e-mail letters@kapitza.ras.ru

Web-страница <http://www.jetpletters.ac.ru>

Интернет-версия английского издания
<http://www.springerlink.com/content/1090-6487>

© Российская академия наук, 2022

© Редколлегия журнала “Письма в ЖЭТФ” (составитель), 2022

Генерация терагерцового излучения при фемтосекундном лазерном возбуждении многослойной структуры на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si

А. В. Андрианов⁺¹⁾, А. Н. Алешин⁺, С. Н. Аболмасов[×], Е. И. Теруков^{+*×}, Е. В. Берегулин⁺

⁺ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ”, 197376 С.-Петербург, Россия

[×] ООО “НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике”, 194064 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 12 октября 2022 г.

После переработки 25 октября 2022 г.

Принята к публикации 25 октября 2022 г.

Сообщается о генерации когерентного терагерцового излучения в p - n -гетероструктурах на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si при возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 800 нм при комнатной температуре. Терагерцовое излучение возникает при обратном напряжении смещения на структуре. При этом свойства генерируемого ТГц излучения существенно зависят от величины напряжения смещения, что отражает динамику неравновесных носителей заряда, созданных фемтосекундной лазерной накачкой в гетероструктуре.

DOI: 10.31857/S1234567822240016, EDN: nduyhp

Известно, что при возбуждении многих материалов фемтосекундными лазерными импульсами генерируются импульсы когерентного электромагнитного излучения субпикосекундной длительности, частоты которого лежат в терагерцовой (ТГц) области спектра [1]. Надо отметить, что первые идеи о преобразовании энергии ультракоротких лазерных импульсов в когерентное излучение ТГц диапазона в нелинейных кристаллах за счет эффекта генерации разностной частоты (или эффекта оптического выпрямления лазерных импульсов с уширенным частотным спектром) были теоретически высказаны еще в 1970-х гг. [2]. К середине 1980-х гг. появились экспериментальные результаты, подтверждающие возможность преобразования энергии лазерных импульсов в ТГц излучение в нелинейных кристаллах [3, 4]. К настоящему времени генерация импульсов ТГц излучения, содержащего несколько циклов электромагнитных колебаний, наблюдалась в полупроводниках, металлах, диэлектрических кристаллах, и даже в газах и жидкостях (см., например, [5] и другие ссылки там). Природа такой ТГц генерации в общем случае связана с возбуждением в материале или структуре быстрого диполя или короткого всплеска фототока [6, 7]. При этом амплитуда ТГц волны, E_{THz} , пропорциональна $\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$ или $\frac{\partial J}{\partial t}$, где $P(t)$ и $J(t)$ есть, соответственно, меняющиеся во времени дипольный момент или ток, наведенные воз-

буждающим лазерным излучением [6, 7]. Генерируемое таким образом ТГц излучение нашло широкое применение в ТГц спектроскопии (THz time-domain spectroscopy (THz-TDS)) и ТГц визуализации самых различных объектов [8].

Был предложен и реализован целый ряд схем эффективной генерации когерентного ТГц излучения в объемных полупроводниках и полупроводниковых структурах при межзонном фемтосекундном лазерном фотовозбуждении (см., например, обзор [9], а также ряд оригинальных работ [10–12]). С точки зрения практического использования среди полупроводниковых эмиттеров наиболее популярны ТГц эмиттеры на основе фотопроводящих антенн со смещением [13], а также ТГц эмиттеры, основанные на возбуждении поверхности полупроводника, например, кристалла InAs, в котором ТГц излучение обусловлено главным образом эффектом Дембера (см., например, [14] и другие ссылки там). В работе [15] было показано, что в Si p - i - n фотодиоде при фотовозбуждении ультракороткими лазерными импульсами за счет генерации в структуре быстрого фототока также генерируется ТГц излучение.

В настоящей работе сообщается о наблюдении генерации ТГц излучения в p - n -гетероструктурах на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si (структуры солнечных элементов на основе гетеропереходов a-Si:H/a-SiC:H/c-Si) при фотовозбуждении их фемтосекундными лазерными импульсами. Наблюдаемое ТГц излучение демонстрирует ряд интересных свойств, от-

¹⁾e-mail: alex.andrianov@mail.ioffe.ru

ражающих как динамику фотовозбужденных носителей заряда в структурах, так и особенности распространения и выхода излучения из структур.

В работе были использованы p - n -гетероструктуры на основе a -Si:H/ a -SiC:H/ c -Si. Структуры представляют собой гетеропереходные солнечные элементы (СЭ), полученные по гетероструктурной (НТ) технологии [16,17], захватывающие значительную часть спектра солнечного излучения и имеющие достаточно высокий КПД [18]. Состав исследуемой структуры показан на рис. 1. Толщины

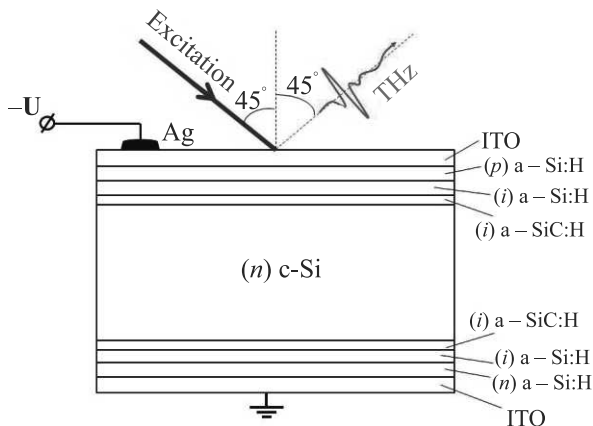


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема исследуемой структуры СЭ на основе a -Si:H/ a -SiC:H/ c -Si и геометрия ТГц эксперимента

слоев ITO (оксид индия, легированный оловом, или indium-tin-oxide) составляли 100 нм, толщина подложки (n) c -Si составляла 140 мкм, а толщины слоев a -Si:H и a -SiC:H суммарно составляли 20 нм [18] как в верхней части структуры, так и в нижней (см. рис. 1). Для измерений использовались образцы СЭ размером 7×7 мм².

Структуры возбуждались при наклонном 45-градусном падении излучения (p -поляризация) фемтосекундного Тi/сапфирового лазера, генерирующего импульсы длительностью порядка 15 фс с центральной длиной волны 800 нм и следующие с частотой повторения 80 МГц. Излучение накачки с энергией в импульсе 2.2 нДж фокусировалось на верхний ITO слой структуры в пятно размером порядка 100 мкм. Генерируемое ТГц излучение собиралось в направлении зеркального отражения и фокусировалось на ТГц детектор, которым служил кристалл ZnTe толщиной 1 мм, встроенный в схему электрооптического стробирования ТГц волновых форм, позволяющую регистрировать как амплитуду, так и фазу импульсного ТГц излучения. Детальное описание используемой ТГц-TDS установки может быть найдено в [19].

При обратном смещении на структуре СЭ наблюдается генерация ТГц излучения. Нужно отметить, что при нулевом и небольшом прямом смещении на структуре сигнал ТГц излучения очень слаб и практически тонет в шумах. На рисунке 2 показаны характерные волновые формы наблюдаемого ТГц сигнала, а также амплитудные спектры ТГц излучения при нескольких значениях обратного напряжения смещения.

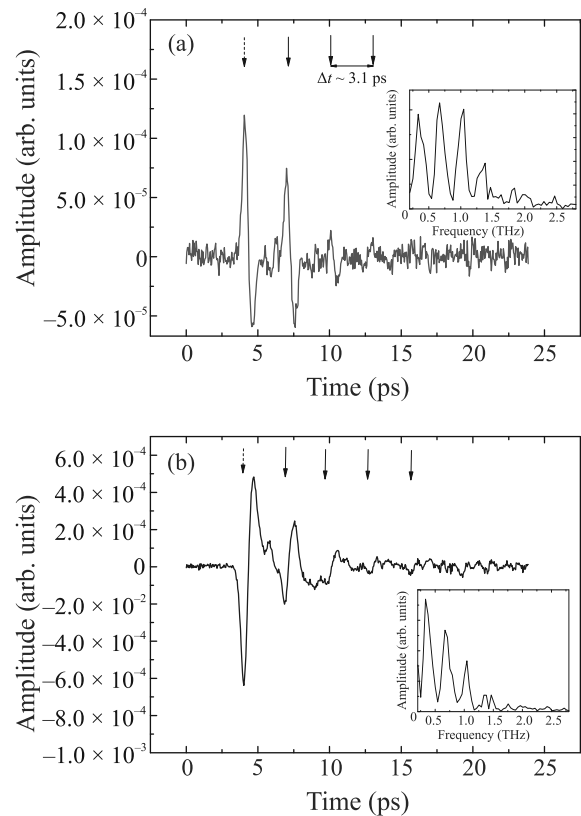


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Волновая форма ТГц излучения, генерируемого в СЭ при обратном смещении 9 В. Стрелками обозначены положения максимумов импульсов наблюдаемого ТГц излучения: первого импульса (пунктирная стрелка) и последующих “эхо” импульсов (сплошные стрелки). (б) – Волновая форма генерируемого ТГц излучения при обратном смещении 20 В. На вставках показаны амплитудные спектры ТГц излучения при напряжении 9 В (а) и 20 В (б)

Как видно из рис. 2а и б, основной ТГц импульс сопровождается серией до 3–4 “эхо” импульсов, имеющих ту же полярность и следующих за основным через временные интервалы порядка 3.1 пс. Появление таких повторных ТГц импульсов можно объяснить многократным отражением ТГц излучения, генерируемого в области входа излучения накачки в структуру, от верхнего и нижнего ITO слоя, т.е. эф-

фектом Фабри–Перо. Толщина ИТО слоев составляет 100 нм (см. выше), что значительно меньше длины волны излучения и толщины скин-слоя (оценки величины скин-слоя для ИТО с использованием данных работ [20, 21] дают характерные значения порядка 0.5–1 мкм на частоте 1 ТГц). Поэтому слой ИТО в исследуемой структуре СЭ ведет себя в ТГц области как оптически тонкая пленка металла, оптические свойства которой определяются удельным сопротивлением и ее толщиной [22]. Такой слой частично пропускает падающее на него ТГц излучение, а также частично отражает его. Внутренние отражения ТГц излучения от слоев ИТО как от оптически более плотной среды в сравнении с окружающими материалами обеспечивают наблюдаемое сохранение полярности ТГц “эхо” импульсов (рис. 2). Временной интервал между “эхо” импульсами порядка 3.1 пс согласуется с двойным проходом излучения через структуру толщиной порядка 140 мкм и показателем преломления порядка 3.4 (показатель преломления *c*-Si в ТГц области [23]). Амплитудные спектры наблюдаемого ТГц излучения (вставки в рис. 2а и б) демонстрируют частотную гребенку, соответствующую Фабри–Перо резонансам.

На рисунке 3 приведен спектр амплитудного ТГц пропускания исследуемой структуры в диапазоне частот 0.2–2.9 ТГц. Эти измерения также проводились на ТГц-TDS установке [19]. При этом в качестве ТГц эмиттера использовался кристалл *n*-InAs, возбуждаемый при наклонном 45-градусном падении излучения фемтосекундного Ti/сапфирового лазера. На этом же рисунке приведены нормированные на максимум спектры ТГц излучения, генерируемого в структуре при напряжениях обратного смещения 9 В (2) и 20 В (3). В спектре пропускания можно видеть проявление интерференции ТГц излучения в структуре. При этом видно, что низкочастотные максимумы в пропускании, соответствующие конструктивной интерференции, по спектральному положению близки к максимумам частотной гребенки в спектрах ТГц генерации.

Среднее по спектру значение амплитудного ТГц пропускания составляет порядка 17 % (см. рис. 3). Исходя из такой величины коэффициента ТГц пропускания структуры, учитывая поглощение на свободных носителях в слое (*n*) *c*-Si (использовался материал с удельным сопротивлением $1.5 \Omega \cdot \text{см}$) и пренебрегая поглощением в тонких слоях *a*-Si:H и *a*-SiC:H, можно получить оценку для величины среднего коэффициента амплитудного ТГц пропускания одного слоя ИТО, составляющую порядка 43 %. Оценка среднего амплитудного коэффициента ТГц отра-

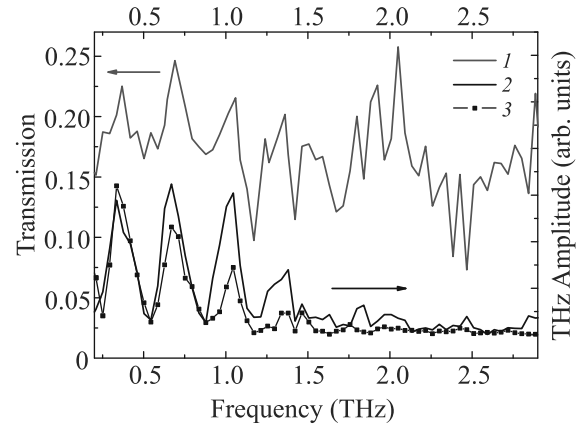


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр амплитудного ТГц пропускания (1) структуры СЭ на основе *a*-Si:H/*a*-SiC:H/*c*-Si. Приведены также нормированные на максимум спектры ТГц излучения, генерируемого в структуре СЭ при напряжении обратного смещения 9 В (2) и 20 В (3). Спектральное разрешение 50 ГГц

жения слоя ИТО с использованием значения коэффициента пропускания, приведенного выше, и с применением методики расчета, изложенной в работе [22], дает величину не менее 50 %. Поэтому ТГц излучение, генерируемое в области входа излучения накачки в исследуемую структуру, достаточно хорошо выходит из структуры через верхний слой ИТО, а также отражается от него обратно (см. рис. 2).

Из рисунка 2 можно также видеть, что импульсы ТГц излучения при обратном смещении 9 и 20 В имеют противоположную полярность. На рисунке 4 показана зависимость амплитуды основного ТГц импульса (первого по времени) от величины обратного напряжения смещения. Видно, что ТГц сигнал с ростом напряжения смещения сначала растет, достигает максимума при напряжении порядка 9.4 В, затем падает, проходит через 0 (при $U \sim 12.7 \text{ В}$), а далее меняет знак и значительно возрастает. Измерения, данные которых показаны на рис. 4, были ограничены максимальным напряжением смещения 24 В, чтобы минимизировать влияние на результаты измерений паразитного нагрева образца за счет стационарного тока утечки.

Смена полярности импульса ТГц излучения говорит о смене направления быстрого фототока, ответственного за генерацию ТГц излучения в исследуемой структуре СЭ, с ростом напряжения обратного смещения.

Излучение накачки с длиной волны 800 нм, поступающее на структуру СЭ со стороны (*p*) *a*-Si:H (рис. 1), проходит практически без поглощения широкозонные слои *a*-Si:H, *a*-SiC:H и полностью поглощается в слое кристаллического *n*-кремния,

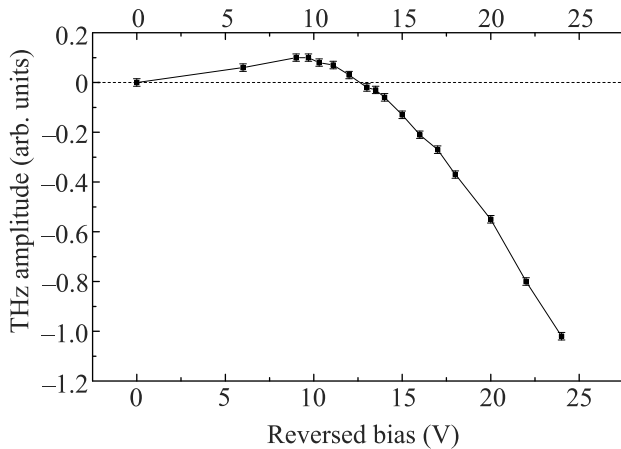


Рис. 4. Зависимость амплитуды основного импульса ТГц излучения от напряжения обратного смещения на структуре СЭ на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si

проникая в него на глубину порядка 12.5 мкм [24]. По-видимому, в формировании начального быстрого фототока $J_1(t)$ при малых напряжениях смещения важную роль играет встроенное поле вблизи гетероперехода a-SiC:H/c-Si и, соответственно, неравновесные носители заряда, созданные накачкой вблизи гетероперехода. Возможно, что фототок $J_1(t)$ направлен от границы гетероперехода в объем c-Si. Рост напряжения смещения на СЭ, по-видимому, может приводить к увеличению пространственной области локализации встроенного поля вблизи гетерограницы a-SiC:H/c-Si, и поэтому растет число неравновесных носителей заряда, участвующих в формировании быстрого фототока $J_1(t)$. Это, в свою очередь, приводит к начальному росту сигнала ТГц генерации с ростом напряжения смещения (рис. 4).

По мере роста напряжения обратного смещения значительно растет падение напряжения на слое c-Si. При этом возрастает вклад в быстрый фототок $J_2(t)$ от неравновесных носителей заряда, рожденных в слое c-Si. Полный фототок $J_{\Sigma}(t)$, ответственный за ТГц генерацию, есть сумма фототоков, т.е. $J_{\Sigma}(t) = J_1(t) + J_2(t)$. Поскольку направление быстрого фототока $J_2(t)$ определяется направлением электрического поля в слое c-Si, то он направлен в сторону гетерограницы a-SiC:H/c-Si и оказывается противоположным по направлению фототоку $J_1(t)$. При увеличении напряжения смещения фототок $J_2(t)$ будет возрастать также и вследствие роста скорости движения неравновесных носителей заряда в слое c-Si. Этим можно объяснить смену полярности импульса генерируемого ТГц излучения и возрастание его амплитуды при больших напряжениях смещения (рис. 2).

Наряду с токовым механизмом, рассмотренным выше, нельзя полностью исключить вклад в наблюдаемую ТГц генерацию от индуцированного электрическим полем эффекта оптического выпрямления [25, 26].

Таким образом, обнаружена генерация когерентного ТГц излучения в структуре СЭ на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si при фотовозбуждении фемтосекундным лазерным излучением с длиной волны 800 нм. ТГц генерация наблюдается при обратном напряжении смещения на структуре. Обнаружено также, что с ростом напряжения смещения импульс ТГц излучения меняет полярность и значительно растет по амплитуде. Свойства наблюдаемого ТГц излучения можно объяснить тем, что в формировании излучения дают вклад два быстрых фототока, генерируемые в структуре фемтосекундной лазерной накачкой, имеющие противоположное направление и меняющиеся с ростом напряжения смещения. Исследования процессов ТГц генерации могут быть использованы для изучения деталей поведения неравновесных носителей заряда на субпикосекундных временах в сложных структурах НТТ солнечных элементов. При определенной оптимизации структуры СЭ на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si, например, при увеличении засвечиваемой площади СЭ и увеличении энергии в фемтоимпульсах, такие структуры, возможно, могут быть использованы как эмиттеры когерентного ТГц излучения.

1. B. Ferguson and X.-C. Zhang, *Nature Mater.* **1**, 26 (2002).
2. У.А. Абдуллин, Г.А. Ляхов, О.В. Руденко, А.С. Чиркин, *ЖЭТФ* **66**, 1295 (1974).
3. Д.А. Багдасарян, А.О. Макарян, П.С. Погосян, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 498 (1983).
4. D.H. Auston, K.P. Cheung, J.A. Valdmanis, and D.A. Kleinman, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1555 (1984).
5. V.L. Malevich, P.A. Ziaziukia, R. Norkus, V. Pacebutas, I. Nevinskas, and A. Krotkus, *Sensors* **21**, 4067 (2021).
6. Y.-Sh. Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology*, Springer Science + Business Media, LLC, N.Y., NY, USA (2009), 340 p.
7. J. Neu and C.A. Schmuttenmaer, *J. Appl. Phys.* **124**, 231101 (2018).
8. *Terahertz Spectroscopy and Imaging*, ed. by K.-E. Peiponen, J.A. Zeitler, and M. Kuwata-Gonokami, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2013), 641 p.
9. *Terahertz Optoelectronics*, ed. by K. Sakai, Springer-Verlag, Berlin (2005), 387 p.

10. G. Ramakrishnan, G. K. P. Ramanandan, A. J. L. Adam, M. Xu, N. Kumar, R. W. A. Hendrikx, and P. C. N. Planken, *Opt. Express* **21**, 16784 (2013).
11. A. S. Singh, H. Surdi, V. V. Nikesh, S. S. Prabhu, and G. H. Döhler, *AIP Adv.* **3**, 122106 (2013).
12. N. T. Yardimci, S. Cakmakyapan, S. Hemmati, and M. Jarrahi, *Sci. Rep.* **7**, 4166 (2017).
13. X. Popagnol, Zs. Kovacs, B. Gilicze, M. Zhuldybina, F. Blanchard, C. M. Garcia-Rosas, S. Szatmari, I. B. Foldes, and T. Ozaki, *New J. Phys.* **21**, 113042 (2019).
14. C. Song, P. Wang, Y. Qian, G. Zhou, and R. Notzel, *Opt. Express* **28**, 25751 (2020).
15. L. Xu, X.-C. Zhang, D. H. Auston, and B. Jalali, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 3357 (1991).
16. E. Terukov, A. Kosarev, A. Abramov, and E. Malchukova, *From 11 % Thin Film to 23 % Heterojunction Technology (HJT) PV Cell: Research, Development and Implementation Related 1600 × 1000 mm² PV Module in Industrial Production*, IntechOpen, Solar Panels and Photovoltaic Materials (2018), ch. 5.
17. S. N. Abolmasov, A. S. Abramov, A. V. Semenov, I. S. Shakh-ray, E. I. Terukov, E. V. Malchukova, and I. N. Trapeznikova, *ФТП* **53**(8), 1140 (2019).
18. A. S. Abramov, D. A. Andronikov, S. N. Abolmasov, and E. I. Terukov, *Silicon Heterojunction Technology: A Key to High Efficiency Solar Cells at Low Cost*, in: *High-Efficient Low-Cost Photovoltaics*, ed. by V. Petrova-Koch, R. Hezel, and A. Goetzberger, Springer Nature Switzerland AG Cham (2020), ch. 7, p. 113.
19. A. V. Andrianov, A. N. Aleshin, V. N. Truhin, and A. V. Bobylev, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 265101 (2011).
20. R. M. Pasquarelli, D. S. Ginley, and R. O'Hayre, *Chem. Soc. Rev.* **40**, 5406 (2011).
21. В. В. Бассараб, *Взаимодействие электромагнитного излучения с пленками ИТО*, Вып. квалиф. работа магистра, С.-Петербургский политехнич. ун-т Петра Великого, СПб. (2022), 95 с.
22. S. Bauer, *Am. J. Phys.* **60**, 257 (1991).
23. M. van Exter and D. Grischkowsky, *Phys. Rev. B* **41**, 12140 (1990).
24. А. А. Вольфсон, В. К. Субашиев, *ФТП* **1**, 397 (1967).
25. J. F. Ward and J. K. Guha, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 276 (1977).
26. S. L. Chuang, S. Smitt-Rink, B. I. Greene, P. N. Saeta, and A. F. J. Levi, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 102 (1992).

Прямое численное моделирование акустической турбулентности: спектр Захарова–Сагдеева

Е. А. Кочурин^{+*}, Е. А. Кузнецов^{*×^o1}

⁺Институт электрофизики Уральского отделения РАН, 620016 Екатеринбург, Россия

^{*}Сколковский институт науки и технологий, 121205 Москва, Россия

[×]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

^oИнститут теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черногловка, Россия

Поступила в редакцию 22 октября 2022 г.

После переработки 3 ноября 2022 г.

Принята к публикации 3 ноября 2022 г.

Представлены результаты прямого численного моделирования трехмерной акустической турбулентности в средах со слабой положительной дисперсией. Показано, что в начале длинноволновой области в распределении энергии турбулентности в k -пространстве происходит формирование джетов в виде узких конусов. При больших волновых числах конусы уширяются, а распределение соответственно стремится к изотропному. В этой области волновых чисел усредненный по углу спектр турбулентности приобретает степенной характер, $E(k) \propto k^{-\alpha}$, с показателем, близким к $3/2$, что соответствует спектру слабой акустической турбулентности Захарова–Сагдеева.

DOI: 10.31857/S1234567822240028, EDN: ndvodb

Введение. В основе теории слабой волновой турбулентности, как хорошо известно (см., например, [1–3]), лежит предположение о слабости нелинейного взаимодействия волн по сравнению с линейной дисперсией, определяемой зависимостью второй производной собственной частоты волн малой амплитуды ω от волнового вектора \mathbf{k} . Для волн на глубокой воде как для гравитационных, так и для капиллярных волн во всей области волновых чисел вторая производная $\omega(\mathbf{k})$ отлична от нуля. Благодаря этому линейные волны с разными \mathbf{k} , распределенные начально по Гауссу, практически остаются таковыми при учете слабой нелинейности. Каждая волна, двигаясь со своей частотой и волновым вектором, испытывает влияние других волн на расстояниях L , больших по сравнению с длиной волны, $\sim k^{-1}$. Это дает возможность, используя приближение случайных фаз, описать систему волн статистически с помощью кинетических уравнений для числа волн (квазичастиц) n_k [1]. В главном приближении по нелинейности кинетические уравнения описывают либо процессы распада ($1 \rightarrow 2$), когда

$$\omega_k = \omega_{k_1} + \omega_{k_2}, \quad \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad (1)$$

или в случае четырехволнового взаимодействия процессы рассеяния ($2 \rightarrow 2$), для которых выполняется условие резонанса

$$\omega_k + \omega_{k_1} = \omega_{k_2} + \omega_{k_3}, \quad \mathbf{k} + \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3. \quad (2)$$

Из этих резонансных условий сразу следует, что для волн акустического типа, когда ω_k линейно зависит от волнового вектора \mathbf{k} , резонансные условия (1) и (2) выполняются автоматически при условии коллинеарности волновых векторов \mathbf{k}_i всех взаимодействующих волн. Это означает, что все резонансные волны распространяются в одном направлении с одной и той же скоростью. Строго говоря, в такой ситуации кинетическое уравнение не может быть применимо. Необходим учет дисперсии волн, которая должна обеспечивать применимость теории слабой турбулентности. Таким образом, в законе дисперсии ω_k нужно удерживать в длинноволновом пределе следующие – кубические по \mathbf{k} – слагаемые. В изотропных средах это разложение записывается как

$$\omega_k = kc_s(1 \pm a^2k^2 + \dots), \quad (3)$$

где c_s – скорость звука, а a – масштабный параметр, характеризующий дисперсию волн. При знаке $+$ в (3) говорят о положительной дисперсии, при другом знаке – об отрицательной дисперсии. Условие резонанса (1) выполняется только при положительной дисперсии, и соответственно не выполняется при другом знаке дисперсии (последнее означает, что при слабой нелинейности главным процессом является четырехволновой, для которого условие (2) выполнено).

¹)e-mail: kuznetso@itp.ac.ru

В данной работе мы рассмотрим случай положительной дисперсии для трехмерной ($D = 3$) акустической турбулентности. Как было выяснено в работах [5, 4], кинетическое уравнение при $D = 3$ обладает в длинноволновом пределе масштабнo-инвариантным решением колмогоровского типа, не зависящим от длины a . Это изотропное решение – спектр турбулентности Захарова–Сагдеева $E(k) \propto \propto k^{-3/2}$, который описывает прямой каскад с постоянным потоком энергии ϵ из длинноволновой области в область больших волновых чисел. Факт независимости спектра от дисперсионной длины связан с интегрируемой особенностью в кинетическом уравнении, обязанной наличием двух δ -функций, т.е. резонансов (1). В двумерном случае в области малых k особенность является неинтегрируемой. Как было выяснено недавно [6], спектр в этом случае является степенным, $\propto k^{-1}$, но зависит явно от масштабного дисперсионного параметра a .

В данной статье представлены результаты прямого численного моделирования трехмерной акустической турбулентности в средах со слабой положительной дисперсией. Показано, что в области, близкой к накачке, в распределении энергии в k -пространстве возникают джеты в виде узких конусов. При больших волновых числах конусы уширяются, а распределение соответственно стремится к изотропному. В этой области волновых чисел усредненный по углу спектр турбулентности приобретает степенной характер, $E(k) \propto k^{-\alpha}$, с показателем, близким к $3/2$, что соответствует спектру слабой акустической турбулентности Захарова–Сагдеева [4].

Основные уравнения. Прямое численное моделирование акустической турбулентности проводилось в рамках уравнения нелинейной струны для скалярной функции u , зависящей от трех пространственных координат $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ и времени t :

$$u_{tt} = \Delta u - 2a^2 \Delta^2 u + \Delta(u^2), \quad (4)$$

где a – дисперсионный параметр, введенный нами выше, Δ – оператор Лапласа. Отметим, что это уравнение в одномерном случае относится к уравнениям, интегрируемым методом обратной задачи рассеяния [7]. В трехмерной геометрии для исследования слабой акустической турбулентности впервые эта модель была использована Захаровым в работе [5]. В линейном приближении уравнение (4) имеет закон дисперсии

$$\omega^2 = k^2 + 2a^2 k^4, \quad k = |\mathbf{k}|, \quad (5)$$

совпадающий со спектром Боголюбова для колебаний конденсата слабо-неидеального бозе-газа. Ско-

рость звука c_s в этом выражении равна 1. В случае слабой дисперсии $ka \ll 1$ этот закон дисперсии переходит в (3).

Уравнение (4) относится к гамильтоновским системам, оно может быть представлено в виде системы двух уравнений:

$$u_t = \frac{\delta H}{\delta \phi}, \quad \phi_t = -\frac{\delta H}{\delta u}, \quad (6)$$

где ϕ имеет смысл гидродинамического потенциала, а гамильтониан H записывается в виде

$$H = \frac{1}{2} \int [(\nabla \phi)^2 + u^2] d\mathbf{r} + \int a^2 (\nabla u)^2 d\mathbf{r} + \frac{1}{3} \int u^3 d\mathbf{r} \equiv \equiv H_1 + H_2 + H_3. \quad (7)$$

В гамильтониане (7) выделены три слагаемых. Первое H_1 представляет собой сумму кинетической и потенциальной энергии линейных бездисперсионных волн. Второе слагаемое H_2 отвечает за дисперсионную часть энергии, а H_3 ответственно за нелинейное взаимодействие волн.

Совершая далее Фурье-преобразование по пространственным переменным и вводя нормальные переменные a_k и a_k^* ,

$$u_k = \left(\frac{k^2}{2\omega_k} \right)^{1/2} (a_k + a_{-k}^*),$$

$$\phi_k = -i \left(\frac{\omega_k}{2k^2} \right)^{1/2} (a_k - a_{-k}^*),$$

уравнения (6) принимают стандартный вид [8]:

$$\frac{\partial a_k}{\partial t} = -i \frac{\delta H}{\delta a_k^*}, \quad (8)$$

где

$$H = \int \omega_k |a_k|^2 d\mathbf{k} + \frac{1}{2} \int V_{k_1 k_2 k_3} (a_{k_1}^* a_{k_2} a_{k_3} + + a_{k_1} a_{k_2}^* a_{k_3}^*) \delta(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3) d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{k}_3.$$

В этом гамильтониане в нелинейном члене мы оставили только один резонансный член, отвечающий процессам распада (1).

В приближении слабой дисперсии в квадратичном гамильтониане H мы будем далее учитывать дисперсионную добавку,

$$\omega_k = k(1 + a^2 k^2),$$

а в матричном элементе $V_{k_1 k_2 k_3}$ ей будем пренебрегать:

$$V_{k_1 k_2 k_3} = \frac{3}{4\pi^{3/2}} (k_1 k_2 k_3)^{1/2}.$$

Отсюда кинетическое уравнение для парного коррелятора n_k ($\langle a_k^* a_{k_1} \rangle = n_k \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)$) в приближении слабой турбулентности записывается в виде

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = 2\pi \int d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 (T_{kk_1k_2} - T_{k_1kk_2} - T_{k_2kk_1}), \quad (9)$$

где

$$T_{kk_1k_2} = |V_{kk_1k_2}|^2 (n_{k_1} n_{k_2} - n_k n_{k_2} - n_k n_{k_1}) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \delta(\omega_k - \omega_{k_1} - \omega_{k_2}). \quad (10)$$

Спектр турбулентности $E(k)$, т.е. зависимость энергии от модуля k , находится из решения этого уравнения после усреднения величины $\omega_k n_k k^2$ по всему телесному углу Ω :

$$E(k) = k^2 \omega_k \int n_k d\Omega.$$

Для изотропных распределений очевидно $E(k) = 4\pi k^2 \omega_k n_k$.

Как было впервые отмечено Захаровым [5], в кинетическом уравнении (9) в случае изотропных распределений можно пренебречь в ω_k дисперсионной добавкой, несмотря на наличие в столкновительном члене произведения двух дельта-функций по частотам и волновым векторам, которые дают сингулярность в кинетическом уравнении. Эта особенность в кинетическом уравнении после усреднения по углам оказывается интегрируемой. В результате кинетическое уравнение допускает для n_k стационарное решение степенного вида: $n_k \propto k^\alpha$. Показатель α для спектра колмогоровского типа находится с помощью преобразований Захарова (см. [1]): $\alpha = -11/2$, что соответствует спектру Захарова–Сагдеева [4]:

$$E(k) = C \varepsilon^{1/2} k^{-3/2}. \quad (11)$$

Здесь C – константа (постоянная Колмогорова–Захарова), а ε – темп диссипации энергии в единице объема, представляющий собой поток энергии по спектру. Степенная зависимость от ε в спектре (11) с показателем $1/2$ отвечает резонансному трехволновому взаимодействию.

Существование спектра Захарова–Сагдеева в инерционном интервале, как спектра колмогоровского типа, было подтверждено в ряде работ [9–11] при численном решении кинетического уравнения (9) в присутствии длинноволновой накачки и высокочастотного затухания. Важно отметить, что численное исследование слабой звуковой турбулентности в рамках кинетического уравнения (9) в трехмерном случае было проведено только для изотропных распределений. В данной работе мы

покажем, что при прямом численном моделировании трехмерной акустической турбулентности, описываемой уравнением (4), дополненным затуханием при больших k и накачкой в области длинных волн, структура спектров не является изотропной, особенно это проявляется в области малых k .

С учетом накачки и затухания уравнения (6) записываются в виде:

$$u_t = -\Delta \phi + \mathcal{F}(\mathbf{k}, t) - \gamma_k u, \quad (12)$$

$$\phi_t = -u + 2a^2 \Delta u - u^2, \quad (13)$$

где оператор γ_k , ответственный за диссипацию, и накачка $\mathcal{F}(\mathbf{k}, t)$ заданы в Фурье-пространстве в виде:

$$\gamma_k = 0, \quad k \leq k_d,$$

$$\gamma_k = \gamma_0, \quad k > k_d,$$

$$\mathcal{F}(\mathbf{k}, t) = F(k) \cdot \exp[iR(\mathbf{k}, t)],$$

$$F(k) = F_0 \cdot \exp[-(k - k_1)^4 / k_2^4], \quad k \leq k_2,$$

$$F(k) = 0, \quad k > k_2.$$

Здесь $R(\mathbf{k}, t)$ – случайные числа, равномерно распределенные в интервале $[0, 2\pi]$, γ_0 и F_0 – константы. Величина k_1 определяет волновое число, на котором достигается максимум амплитуды накачки, а k_2 задает ее ширину, а k_d соответствует масштабу, на котором происходит диссипация.

Численная схема и параметры. Численное интегрирование системы уравнений (12) и (13) осуществлялось в кубической области размером $(2\pi)^3$ с периодическими граничными условиями по всем трем координатам. По времени интегрирование проводилось по явной схеме методом Рунге–Кутты четвертого порядка точности с шагом $\delta t = 2.5 \cdot 10^{-3}$. По пространственным координатам уравнения интегрировались с помощью спектральных методов с полным числом гармоник $N^3 = 512^3$. Для подавления эффекта элайзинга в работе использовался фильтр, обнуляющий высшие гармоники с волновым числом выше $k_a > N/3$. Ниже приведены результаты численного моделирования для следующих параметров: $k_d = 125$, $k_1 = 3$, $k_2^4 = 6$, $\gamma_0 = 100$, $a = 2.5 \cdot 10^{-3}$, $F_0 = 5 \cdot 10^5$. При таком выборе параметров инерционный интервал составил более одной декады. При этом максимальная дисперсионная добавка на границе инерционного интервала при $k = k_d$ составляла $(k_d a)^2 \approx 0.1$.

Результаты моделирования. В численном эксперименте при указанных выше параметрах мы наблюдали переход в режим слабой турбулентности. На рисунке 1 показано, как эволюционирует полная энергия системы (7). Можно видеть, что достаточно

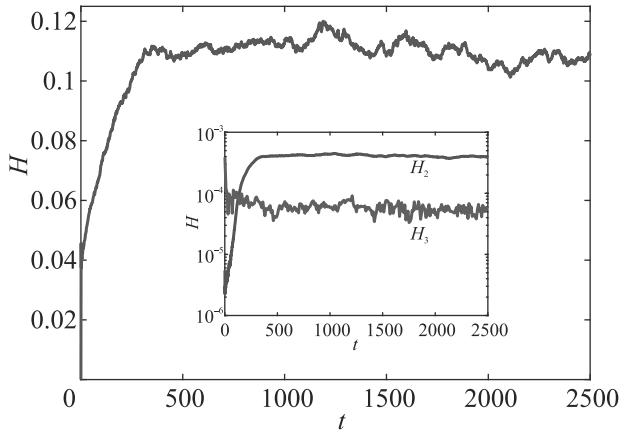


Рис. 1. (Цветной онлайн) Полная энергия системы (7) в зависимости от времени для $a = 2.5 \cdot 10^{-3}$. Во вставке показаны временные зависимости дисперсионной части энергии H_2 и энергии нелинейного взаимодействия H_3

быстро происходит переход в режим квазистационарного хаотического движения, когда влияние накачки в области малых k полностью компенсируется диссипативными эффектами. Во вставке к рис. 1 показаны временные зависимости дисперсионной части энергии H_2 и энергии нелинейного взаимодействия H_3 . Оба вклада H_2 и H_3 оказываются малыми по сравнению с полной энергией системы (соответственно с H_1). При этом дисперсионная часть энергии превышает энергию нелинейного взаимодействия почти на порядок, что свидетельствует о реализации слабонелинейного режима. Таким образом, полная энергия в инерционном интервале приближенно равна $H_1 \approx \int \epsilon_k d\mathbf{k}$, где $\epsilon_k = k|a_k|^2$ – плотность энергии волн в k -пространстве.

О слабонелинейном характере распространения волн свидетельствует также поведение спектра пространственно-временного преобразования Фурье функции $u(\mathbf{r}, t)$, представленного на рис. 2. На графике видно, что энергия волн сосредоточена вдоль линейного дисперсионного соотношения (5). Уширение линии обязано нелинейности. Практически для всего инерционного интервала это уширение не превышает линейную дисперсию. При малых k уширение сравнимо с дисперсией. При больших k дисперсия превышает нелинейное уширение, что согласуется с отношением соответствующих вкладов H_2 и H_3 .

Численный эксперимент демонстрирует, что после выхода системы в квазистационарное состояние поведение $u(\mathbf{r})$ приобретает сложный (турбулентный) характер. На рисунке 3 это поведение демонстрирует зависимость функции $u(\mathbf{r})$ в плоскости

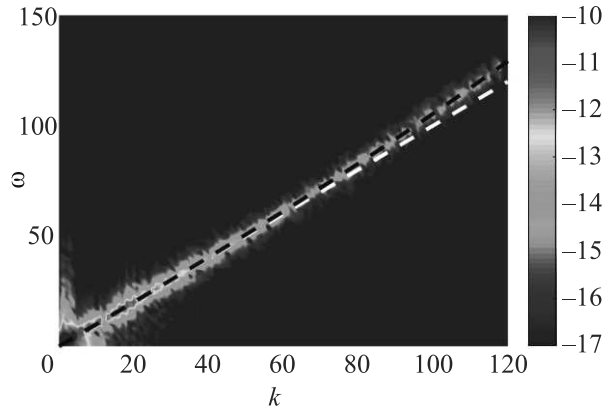


Рис. 2. (Цветной онлайн) Пространственно-временное преобразование Фурье $|u(\mathbf{k}, \omega)|^2$ показано в логарифмическом масштабе. Черные пунктирные линии соответствуют точному значению дисперсионной кривой (5), белые пунктирные линии – бездисперсионному распространению волн, $\omega = |\mathbf{k}|$

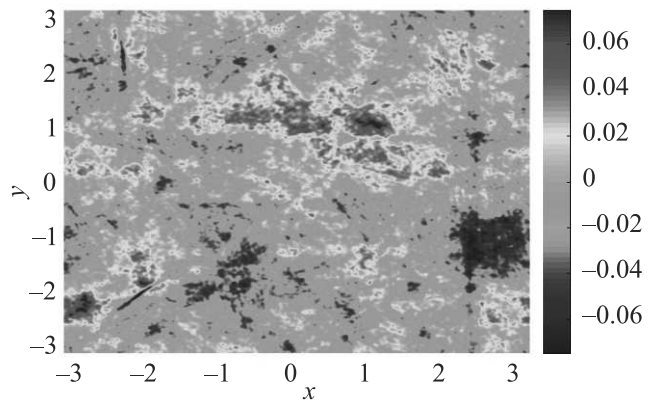


Рис. 3. (Цветной онлайн) Сечение функции $u(\mathbf{r})$ плоскостью $z = 0$ в момент $t = 2500$, соответствующий квазистационарному состоянию

$z = 0$ для квазистационарного состояния в момент $t = 2500$. При этом распределение плотности энергии турбулентных пульсаций ϵ_k в k -пространстве не является изотропным. Анизотропия особенно проявляется в области малых волновых чисел вблизи накачки.

На рисунке 4 представлены три изоповерхности функции $|u_{\mathbf{k}}|$ ($= \epsilon_k^{1/2}$). Можно видеть, что в области малых волновых чисел в распределении турбулентных пульсаций возникают структуры с большим количеством джетов в виде узких конусов. Возникновение таких структур является результатом резонансных волновых взаимодействий (1) при очень малых k , близких к области накачки, когда дисперсией можно пренебречь. С увеличением k конусы уширяются, а распределение приближается к изотропному (см.

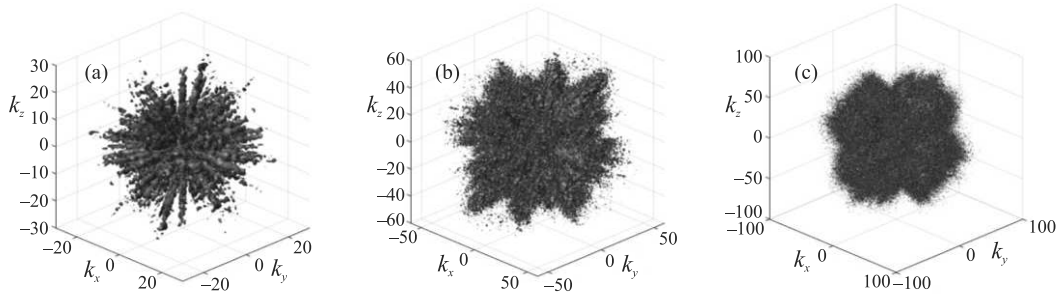


Рис. 4. (Цветной онлайн) Исоповерхности Фурье-спектра $|u_{\mathbf{k}}| = u_0$, (a), (b) и (c) соответствуют значениям $u_0 = 5 \cdot 10^{-5}$, $0.5 \cdot 10^{-5}$ и $0.25 \cdot 10^{-5}$, соответственно, $t = 2500$

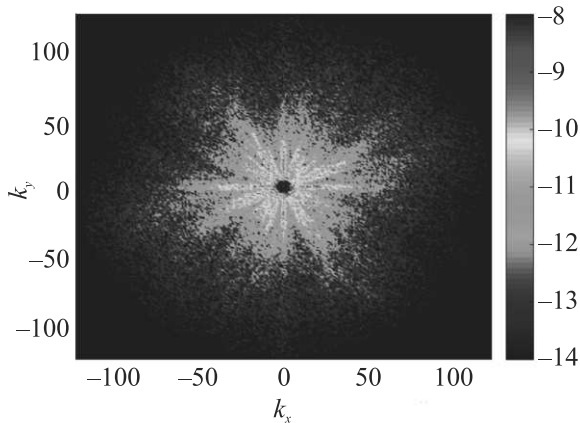


Рис. 5. (Цветной онлайн) Фурье-спектр $|u_{\mathbf{k}}| \equiv \epsilon_k^{1/2}$ в сечении $k_z = 0$ (логарифмический масштаб), $t = 2500$

рис. 5). На этом рисунке голубой цвет (при $k \geq 30$) показывает тенденцию к изотропизации спектра, что связано с ростом дисперсии при увеличении k и соответственно с угловым уширением резонансной поверхности (1) на угол порядка ka .

Рождение джетов связано с двумя возможными причинами: линейными и нелинейными. Во-первых, это дискретность решетки волновых векторов в области накачки $1 \leq k \leq 6$, что неминуемо приводит к небольшой анизотропии в возбуждении и различию в росте возмущений на начальной стадии. Во-вторых, благодаря тому, что дисперсия в силу уравнений стремится к нулю при малых k , трехволновые резонансные условия выполняются для произвольного луча. Формирование джета происходит от лучей, которые имеют преимущество по сравнению с другими лучами. Этот процесс – процесс кооперации лучей в джет – имеет явно нелинейный характер. Это, в частности, следует из численных результатов, представленных на рис. 4 и 5, для которых контрасты по интенсивности в джетах и областями между ними значительны: разница достигает двух

порядков. По нашему мнению, такой скачок интенсивности не может объясняться только малой анизотропией накачки, а имеет нелинейное происхождение, возможно, благодаря коллапсу звуковых волн, описываемому трехмерным уравнением Кадомцева–Петвиашвили (см. обзор [12]). Следует отметить также, что джеты, как показывают численные эксперименты, возникают при зарождении развитой гидродинамической турбулентности [13]. Этот вопрос, однако, выходит за рамки данной работы: требуется проведение новых численных экспериментов с большим пространственным разрешением.

Для нахождения спектра турбулентности $E(k)$, как отмечалось выше, необходимо проинтегрировать выражение $k^2 \epsilon_k$ по всему телесному углу. На рисунке 6 представлен результат этого усреднения по углу для момента времени, соответствующего квазистационарному состоянию. Из рисунка 6 хорошо видно, что в режиме квазистационарного хаотического движения спектр величины $E(k)$ приобретает степенной характер. Напомним, что инерционный интервал составил, $k \in [6, 100]$. Как видно из рис. 6, в инерционном интервале существуют две области с различным поведением спектра. В области больших волновых чисел спектр слабой звуковой турбулентности с высокой точностью совпадает со спектром Захарова–Сагдеева (11), а в длинноволновой области наблюдаются отклонения от этого спектра, которые, по нашему мнению, возникают из-за джетов, роль которых существенна при малых k . Следует отметить, что похожие большие отклонения осцилляторного характера от спектра Захарова–Сагдеева наблюдались численно при моделировании колебаний конденсата в рамках уравнения Гросса–Питаевского [14]. По нашему мнению, эти отклонения могут быть связаны с анизотропией, обусловленной наличием джетов. Джеты в эксперименте [14] обнаружены не были. В нашем численном эксперименте спектральная плотность энергии ϵ_k , как это следует из рис. 4 и 5, при-

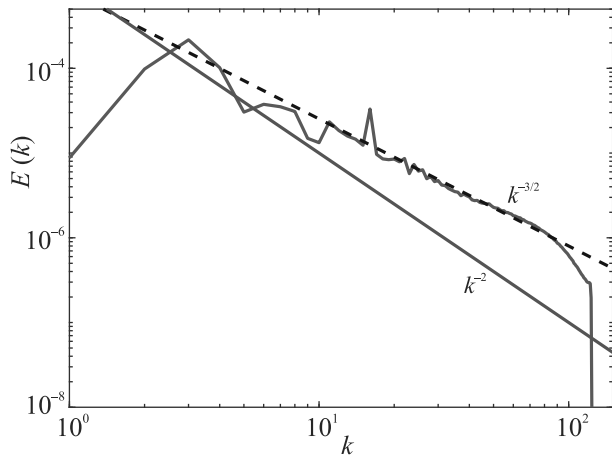


Рис. 6. (Цветной онлайн) Спектр турбулентности $E(k)$, измеренный в квазистационарном состоянии, черная пунктирная линия соответствует спектру Захарова–Сагдеева (11), красная сплошная – спектру Кадомцева–Петвиашвили

ближается к изотропному распределению в области больших k . При этом дисперсия $(ka)^2$ в этой области меняется от 10^{-3} до 10^{-1} , т.е. остается слабой. Эти два фактора способствуют формированию спектра Захарова–Сагдеева. Особо следует подчеркнуть, что найденный спектр турбулентности далек от спектра Кадомцева–Петвиашвили $E_{KP} \propto k^{-2}$ [15], относящегося к бездисперсионному пределу ($a = 0$).

Заключение. В настоящей работе проведено прямое численное моделирование трехмерной звуковой волновой турбулентности в среде со слабой положительной дисперсией с учетом накачки и диссипации энергии. В работе установлено, что система нелинейных взаимодействующих слабодисперсионных волн достаточно быстро переходит в квазистационарное хаотическое состояние, представляющее собой развитую волновую турбулентность. В квазистационарном режиме волновое поле приобретает сложный, хаотический характер. В длинноволновой области, близкой к накачке, в спектре турбулентности обнаружено появление узких джетов в виде конусов, расширяющихся при переходе в область коротких волн. Последнее приводит к тому, что спектральная плотность энергии ϵ_k стремится в области больших k к изотропному распределению, для которого дисперсия остается слабой. Именно в этой области масштабов вычисленный в стационарном состоянии спектр турбулентности с высокой точностью согла-

суется с аналитическим спектром слабой звуковой турбулентности Захарова–Сагдеева. Численно установлено, что для данного спектра полностью выполняются критерии слабой турбулентности. Отметим, что полученный результат – это есть первое достоверное наблюдение спектра слабой турбулентности звуковых волн в средах с положительной дисперсией в прямом трехмерном численном моделировании.

Авторы благодарят В. Е. Захарова за полезные обсуждения. Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российским научным фондом (грант # 19-72-30028).

1. V. E. Zakharov, G. Falkovich, and V. S. L'vov, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I: Wave Turbulence*, Springer-Verlag, Berlin (1992).
2. Б. Б. Кадомцев, *Турбулентность плазмы, в сб. Вопросы теории плазмы*, Атомиздат, М. (1964), т. 4, с. 188.
3. Б. Б. Кадомцев, В. М. Конторович, *Изв. вузов. Радиофизика* **17**, 511 (1974) [B. B. Kadomtsev and V. M. Kontorovich, *Radiophys. Quantum Electron.* **17**, 386 (1974)].
4. В. Е. Захаров, Р. З. Сагдеев, *Докл. АН СССР* **192**(2), 297 (1970) [V. E. Zakharov and R. Z. Sagdeev, *Sov. Phys. Dokl.* **15**, 439 (1970)].
5. В. Е. Захаров, *ПМТФ* **4**, 35 (1965) [V. E. Zakharov, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **6**(4), 22 (1965)].
6. A. Griffin, G. Krstulovic, V. S. L'vov, and S. Nazarenko, *PRL* **128**, 224501 (2022).
7. В. Е. Захаров, *ЖЭТФ* **65**, 219 (1973) [V. E. Zakharov, *Sov. Phys. JETP* **38**(1), 108 (1974)].
8. В. Е. Захаров, Е. А. Кузнецов, *УФН* **40**, 1087 (1997).
9. В. Е. Захаров, С. Л. Мушер, *Докл. АН СССР* **209**(5), 1063 (1973).
10. C. Connaughton, *Physica D* **238**, 2282 (2009).
11. C. Connaughton and P. L. Krapivsky, *Phys. Rev. E* **81**, 035303(R) (2010).
12. Е. А. Кузнецов, *ЖЭТФ* **162**, 143 (2022) [E. A. Kuznetsov, *JETP* **135**, 121 (2022)].
13. Д. С. Агафонцев, Е. А. Кузнецов, А. А. Майлыбаев, Е. В. Серещенко, *УФН* **192**, 205 (2022) [D. S. Agafontsev, E. A. Kuznetsov, A. A. Mailybaev, and E. V. Sereshchenko, *Phys.-Uspekhi* **65**(2), 189 (2022)].
14. D. Proment, S. Nazarenko, and M. Onorato, *Physica D* **241**, 304 (2012).
15. Б. Б. Кадомцев, В. И. Петвиашвили, *Докл. АН СССР* **208**, 794 (1973).

Плазменный кристалл в $(3 + 1)$ измерениях

Р. А. Сыроватка¹⁾, А. М. Липаев¹⁾, В. Н. Наумкин¹⁾, Б. А. Клумов¹⁾

Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 октября 2022 г.

После переработки 3 ноября 2022 г.

Принята к публикации 3 ноября 2022 г.

Докладывается первое экспериментальное наблюдение квазидвумерного плазменного кристалла в $(3 + 1)$ измерениях, т.е. определены трехмерные координаты каждой микрочастицы кристалла в течение длительного времени. Это позволило обнаружить тонкие детали структурной эволюции такой системы при ее плавлении и кристаллизации.

DOI: 10.31857/S123456782224003X, EDN: ndxkte

Начиная с момента открытия [1–4], плазменный кристалл находится в фокусе интересов различных исследовательских групп. С одной стороны, это связано с интересом к процессам, происходящим в плазме, содержащей микрочастицы (такую плазму принято называть комплексной (КП) или пылевой плазмой), который обусловлен ее широкой распространенностью в Природе. Межзвездные облака, газопылевые скопления, планетные кольца, атмосферы комет, пылевые структуры в верхних слоях атмосфер и ионосфер планет (например, в случае Земли – это серебристые облака) – все эти объекты в той, или иной степени, являются комплексной плазмой (КП) [5, 6]. С другой стороны, системы микрочастиц (и плазменные кристаллы, в частности), изучаемые в лабораторных условиях, являются, как правило, сильно неидеальными системами, что вызывает к ним большой интерес в контексте физики конденсированного состояния, поскольку в эксперименте с такой КП микрочастицы легко различаются оптическими методами, что позволяет проследить за поведением каждой индивидуальной микрочастицы и изучить, таким образом, на самом детальном (“атомарном”) уровне процессы плавления, кристаллизации, развитие различных неустойчивостей, возбуждение коллективных мод в системе и т.д. [7, 8].

В лабораторных условиях КП традиционно получают при добавлении частиц микронного размера в газоразрядную плазму инертных газов пониженного давления. Рекомбинация электронов и ионов плазмы на поверхности микрочастиц приводит к их быстрой зарядке, при этом характерный заряд Z_d , приобретаемый частицей, может быть очень большим:

$Z_d/e \sim 10^3 \div 10^4$, где e – заряд электрона. Большой заряд микрочастиц часто приводит к тому, что ансамбль из микрочастиц кристаллизуется, формируя плазменный кристалл. Особенно интересен случай, когда плазменный кристалл является двумерной или квазидвумерной системой (q2D) (особенно это важно в контексте физики двумерного плавления (например, [9, 10]) и свойств двумерной жидкости [11]). Такая почти планарная система формируется при вбросе микрочастиц в газоразрядную плазму в приэлектродном слое, где сила гравитации, действующая на частицы, уравновешиваются электрическим полем (например, [8]). При этом с помощью современных видеокамер высокого разрешения можно определить траектории каждой отдельной частицы. До сих пор при экспериментальном исследовании таких q2D систем изучались траектории частиц только в горизонтальной плоскости ($x - y$) (плоскости монослоя из микрочастиц), а их движение в поперечном направлении (вдоль вертикальной координаты z) либо не учитывалось совсем, либо анализировались только интегральные оптические характеристики вертикальных смещений ансамбля микрочастиц. Отметим, что знание вертикальных смещений микрочастиц в таких системах является критически важным для понимания их эволюции (и, в частности, при их плавлении и кристаллизации). В настоящей работе впервые представлено экспериментальное описание квазидвумерного плазменного кристалла в $(3 + 1)$ измерениях, т.е. получены координаты каждой отдельной микрочастицы системы в трехмерном пространстве (x, y, z) в течение длительного времени t . Очень важной особенностью данного эксперимента является то, что параметры разряда в процессе наблюдения за микрочастицами оставались неизменными. Ниже приводится краткое опи-

¹⁾e-mail: syrovatkara@ihed.ras.ru; naumkin@ihed.ras.ru; amlipaev@gmail.com; klumov@ihed.ras.ru

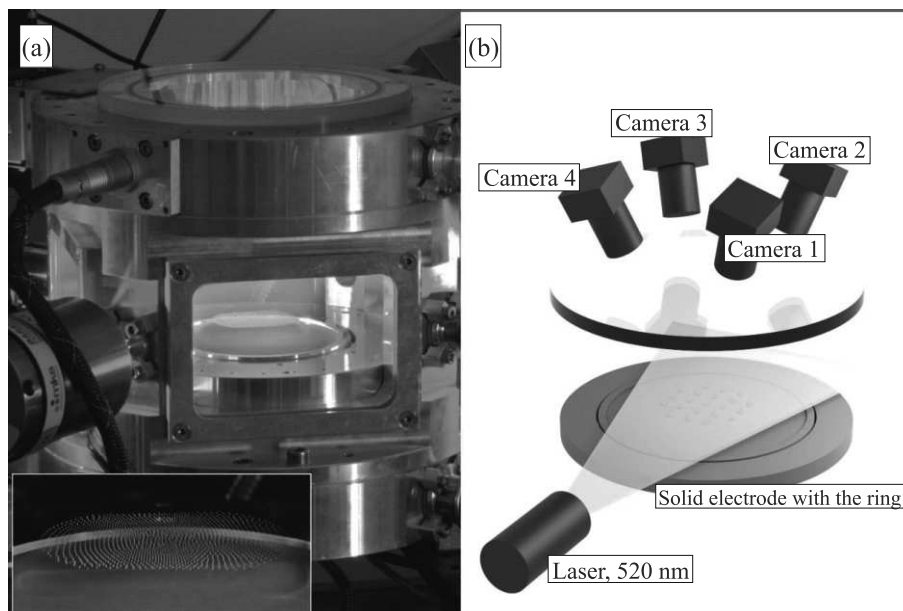


Рис. 1. (Цветной онлайн) Плазменная газоразрядная камера нового поколения “Zyflex” (a). Показан внешний вид работающей установки и образовавшаяся после инъекции монодисперсных полимерных микрочастиц, почти планарная (в плоскости $x - y$) структура – двумерный плазменный кристалл (подробнее он показан на вставке к панели (a)). Дискосподобная форма плазменного кристалла определяется аксиальной симметрией потенциала конфинмента, который близок к параболическому ($U(r) \propto r^2$) [13, 14]. На панели (b) показана оптическая система, позволяющая реализовать распознавание трехмерных координат микрочастиц в каждый момент времени. В рамках этой системы, четыре синхронизированные видеокамеры высокого разрешения с разных ракурсов производят съемку микрочастиц, которые подсвечиваются лазерным излучением

сание экспериментальной установки и обсуждаются первые результаты наблюдений.

Описание эксперимента. Основной частью экспериментальной установки является модифицированная плазменная камера нового поколения “Zyflex” [12], в которой создается емкостной высокочастотный разряд в аргоне на частоте 13.56 МГц. Данная камера была создана с целью исследования динамических и структурных свойств двумерных и трехмерных пылевых структур в плазме газового разряда. Для исследования q2D систем использовался сплошной электрод, который позволяет получить более однородные пылевые структуры, а верхний электрод был убран и верхняя часть камеры сделана прозрачной для видеонаблюдения за пылевой структурой. На рисунке 1 показаны внешний вид установки, расположение видеокамер высокого разрешения и, в качестве примера, показан образец типичного двумерного плазменно-пылевого кристалла, который наблюдался на данной установке.

Характерное значение высокочастотного (ВЧ) напряжения, подаваемого на электрод V_{pp} , составляет $60 \div 200$ В, при этом давление газа может ва-

рироваться в пределах $0.1 \div 250$ Па. Микрочастицы (как правило используются монодисперсные полимерные частицы размером в несколько микрон) вбрасываются в горячий разряд с помощью электромагнитного диспенсера; число микрочастиц, инжектированных в разряд, регулируется временем подачи напряжения на электромагнит и количеством инъекций. Электрод диаметром 114 мм позволяет создавать плазменно-пылевые структуры, содержащие до нескольких тысяч частиц (с характерным расстоянием между ними порядка 100 микрон). На границе электрода расположено металлическое кольцо высотой 2 мм, которое создает дополнительный горизонтальный электростатический потенциал, ограничивающий движение микрочастиц в центральной области разряда. Можно показать [13, 14], что в центре разрядной камеры в плоскости монослоя из микрочастиц, удерживающий потенциал $U(r)$ близок к параболическому ($U(r) \propto r^2$), а его аксиальная симметрия в этой плоскости, в частности, объясняет дискосподобную форму двумерного плазменного кристалла, показанного на рис. 1.

Видеодиагностика и оптическая томография микрочастиц осуществлялась с помощью четырех

калиброванных синхронизированных скоростных (180 фреймов/с) видеокамер высокого разрешения (2048 × 2048 пикселей), которые с разных ракурсов наблюдали за эволюцией микрочастиц через прозрачные стенки камеры “Zuflex”. Схема, реализующая такую томографию представлена на панели (b) к рис. 1. Подсветка микрочастиц осуществлялась с помощью лазера мощностью до 3 Вт, луч лазера был развернут в горизонтальный лист с регулируемой толщиной в пределах 1.5 ÷ 3.5 мм в области зрения видеокамер. Поскольку исследуемая система микрочастиц является оптически тонкой, такая система позволяет аккуратно определить положения частиц в пространстве в каждый момент времени.

Для определения положения изображения частиц на кадре с субпиксельной точностью применяется известный метод распознавания частиц в экспериментах с комплексной плазмой [15, 16], в основе которого лежит выделение группы (кластера) пикселей, которые соответствуют каждой отдельной микрочастице, при этом координаты микрочастицы вычисляются как средневзвешенные координаты, содержащихся в них пикселей. В качестве веса используется их уровень яркости.

Вычислить трехмерные координаты микрочастицы можно зная двухмерные координаты ее изображений на двух калиброванных видеокамерах (стереопаре). Для калибровки камер производилась съемка специального шаблона с нанесенной шахматной сеткой. Обработка полученных таким образом данных позволяет определить дисторсию объективов, внутренние параметры камер и их относительное положение [17, 18]. Вычисление трехмерных координат проводилось методом триангуляции [19] по двум камерам (1 и 3, см. рис. 1b), которые расположены под наибольшим углом друг относительно друга.

Для проведения триангуляции координат микрочастицы необходимо найти ее изображения на камерах 1 и 3. Рассмотрим пару калиброванных видеокамер. Из теории компьютерного стереозрения известно, что изображения некоторой точки в пространстве лежат на так называемых экиполярных линиях I^1 и I^2 для первой и второй камеры соответственно [19, 20]. Эти экиполярные линии можно найти, используя фундаментальную матрицу F размерностью 3×3 : $I^1 = F^T \mathbf{x}_2$ и $I^2 = F \mathbf{x}_1$, где \mathbf{x}_1 и \mathbf{x}_2 – координаты изображения точки на первой и второй камерах в однородном представлении ($\mathbf{x} = (x, y, 1)^T$). Рисунок 2 иллюстрирует поиск соответствий между изображениями микрочастиц на камерах 1 и 3. На камере 1 кружком обозначена микрочастица, изображение ко-

торой нужно найти на камере 3. Для этой цели построена экиполярная линия I_{c1}^3 и найдены изображения микрочастиц, которые находятся от этой линии в пределах допустимого отклонения. Если таких изображений больше одного, то необходимо воспользоваться информацией, предоставляемой оставшимися камерами. На камерах 2 и 4 ищутся изображения, которые находятся вблизи экиполярных линий I_{c1}^2 и I_{c1}^4 , и строятся экиполярные линии I_{c2}^3 и I_{c4}^3 , соответствующие этим изображениям. Искомое изображение на камере 3 лежит на пересечении трех экиполярных линий. Такая оптическая томография плазменного кристалла позволяет определить с высокой точностью координаты микрочастиц в каждый момент времени, т.е. описать систему в $(3 + 1)$ измерениях.

Результаты эксперимента. Некоторые результаты наблюдения за эволюцией двумерного плазменного кристалла представлены ниже. Важно отметить, что эксперимент проводился в аргоне при неизменных параметрах ВЧ разряда (давлении $p \simeq 0.7$ Па и $V_{pp} \simeq 65$ В). В горящий разряд вбрасывались микрочастицы размером 7.01 ± 0.08 мкм; в образовавшемся плазменном кристалле находилось примерно 3×10^3 частиц. Для q2D систем известно, что такие микрочастицы практически не оказывают никакого влияния на плазму разряда. За время наблюдения, которое составляло около 1 мин, были зафиксированы стадии кристалла, его нагрева и последующего плавления, а также стадии рекристаллизации расплава. Это первое наблюдение фазовых превращений в экспериментах с квазидвумерными системами при постоянных параметрах разряда. Плавление при таких условиях, означает, что система микрочастиц неустойчива по отношению к их вертикальным колебаниям. Более подробно механизм такой неустойчивости будет рассмотрен в отдельной публикации. Пока отметим лишь, что возможным механизмом плавления такой системы может являться неустойчивость связанных мод, в результате развития которой, энергия вертикальных колебаний микрочастиц эффективно передается в горизонтальные моды [24].

На рисунке 3 показаны комбинированные траектории ряда микрочастиц плазменного кристалла вплоть до стадии его плавления и последующей рекристаллизации, что соответствует эволюции системы в течение примерно одной минуты наблюдения (или около $N = 10^4$ видеокадров). Для того, чтобы различить движение микрочастиц в вертикальном конфайнменте (вдоль оси z) к z координате каждой частицы на каждом последующем кадре добавлялась фиксированная величина смещения ($\delta_z =$

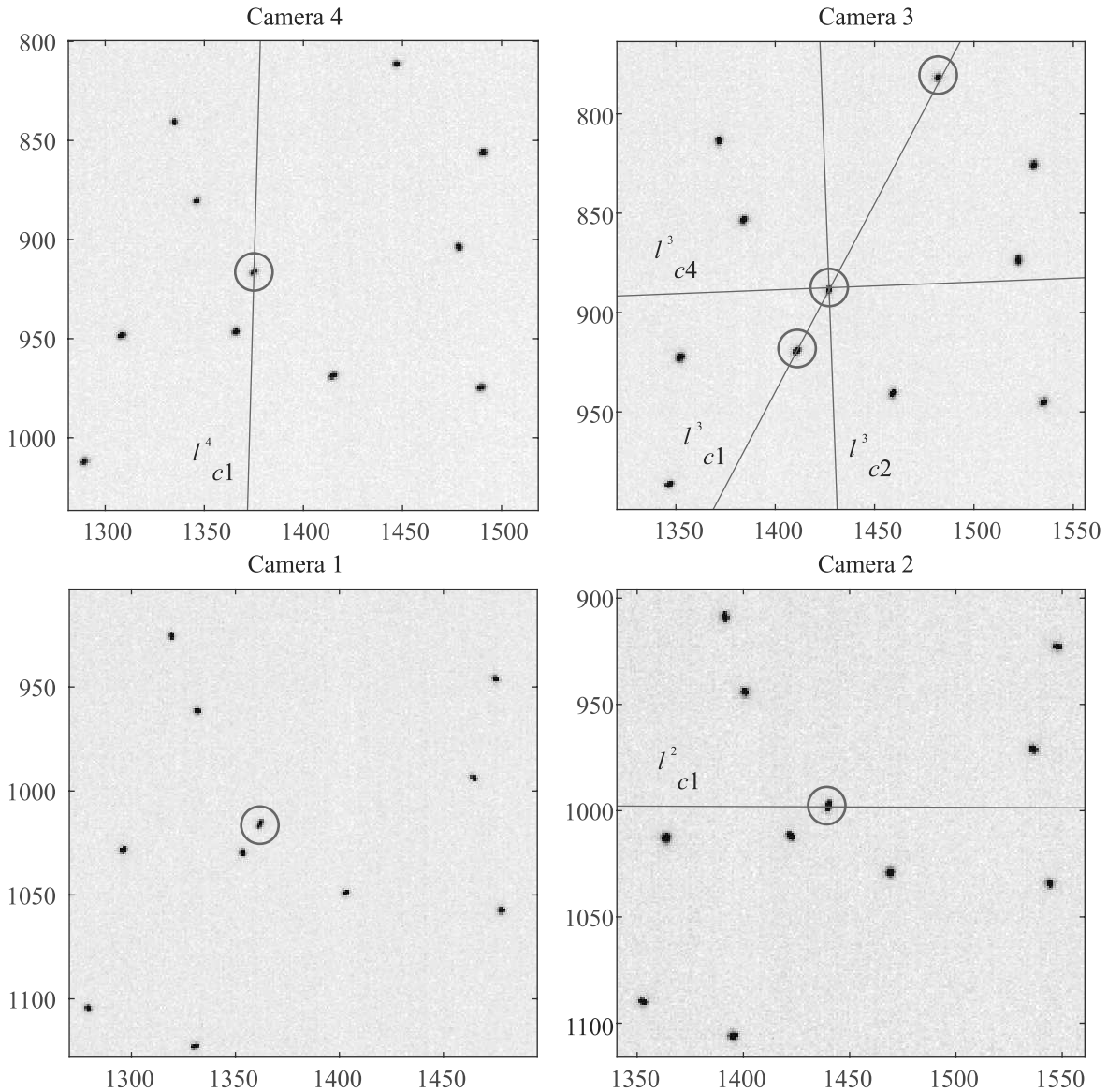


Рис. 2. Изображения части структуры пылевых частиц, полученные в определенный момент времени со всех четырех камер. На камере 1 кружком обозначено изображение анализируемой частицы. На остальных камерах кружками обозначены изображения, находящиеся достаточно близко от экиполярных линий l_{c1}^2, l_{c1}^3 и l_{c1}^4 . Линии l_{c2}^3 и l_{c4}^3 однозначно указывают на искомое изображение на камере 3

$= 0.5 \text{ мм}$ ($z(t_k) = z(t_k) + \delta_z(k-1)$, где k – номер кадра). Цвет результирующих комбинированных траекторий определяется величиной скорости частицы в горизонтальной плоскости ($x - y$) и меняется от синего к красному при ее увеличении. В определенный момент времени система плавится. Это наблюдается, когда поперечные колебания частиц приводят к разогреву системы в плоскости кристалла. В дальнейшем, как видно из этих траекторий и общего вида системы, микрочастицы снова кристаллизуются в плазменный кристалл. На стадии расплава боль-

шая часть микрочастиц покидает зону лазерного листа и их координаты не удастся определить. Этой стадии соответствует зазор в траекториях, который наблюдается при $z \approx 600 \text{ см}$. Этой стадии предшествует сильное увеличение поперечной скорости v_z , что видно по сильным осцилляциям на траекториях микрочастиц при $z \approx 500 \div 600 \text{ см}$. Дополнительно, на стадии перед плавлением системы происходит расслоение плазменного кристалла, которое наблюдается в его центре, при этом образуются два слоя с квадратной решеткой. Структура плазменно-

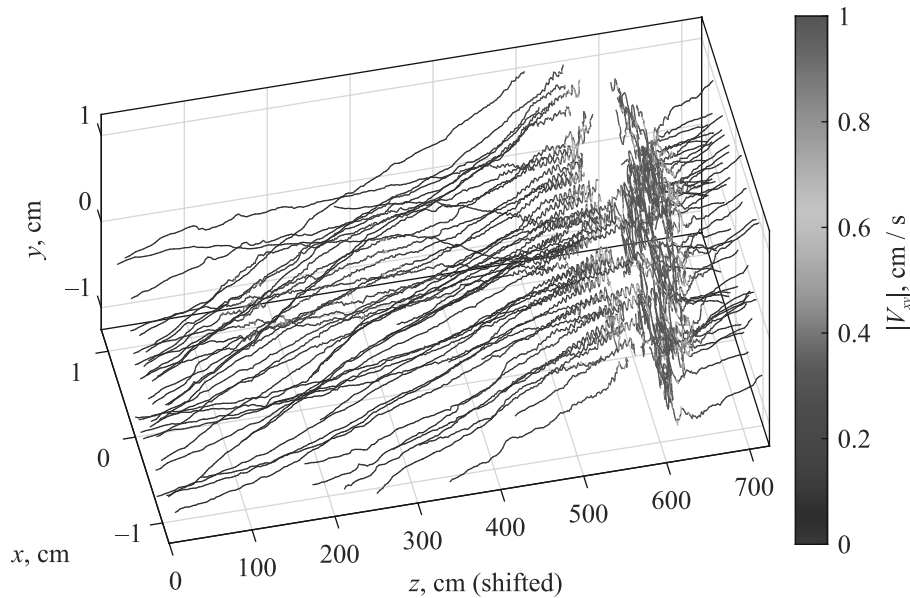


Рис. 3. (Цветной онлайн) Траектории ряда микрочастиц плазменного кристалла вплоть до стадии его плавления и последующей рекристаллизации, что соответствует эволюции системы в течение примерно одной минуты наблюдения (или примерно $N = 10^4$ видеокadres). Для того, чтобы различить движение микрочастиц в вертикальном конфинменте (вдоль оси z) к z координате частицы на каждом последующем кадре добавлялась фиксированная величина смещения ($\delta_z = 0.5$ мм ($z(t_k) = z(t_k) + \delta_z(k - 1)$, где k – номер кадра). Цвет результирующих комбинированных траекторий определяется величиной скорости частицы в горизонтальной плоскости ($x - y$) и меняется от синего к красному при ее увеличении. Это позволяет определить момент плавления плазменного кристалла, когда вертикальные (вдоль оси z) колебания частиц приводят к разогреву системы в плоскости монослоя. В дальнейшем, как видно из этих траекторий, система рекристаллизуется. На стадии расплава большая часть микрочастиц покидает зону лазерного листа и их координаты не удается определить. Этой стадии соответствует зазор в траекториях, который наблюдается при $z \simeq 600$ см. Этой стадии предшествует сильное увеличение вертикальной скорости v_z , что видно по сильным осцилляциям на траекториях микрочастиц при $z \simeq 500 \div 600$ см

го кристалла в этот момент времени показана на рис. 4а. Указанное расслоение вызвано радиальной неоднородностью кристалла (плотность частиц максимальна в центре и монотонно спадает к периферии [14, 21, 22, 25]), при этом в центре системы реализуется условие перехода монослоя в двухслойную систему (поскольку там плотность частиц выше) в результате развития структурной неустойчивости (так называемый переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$) [23, 26]. При этом монослой из заряженных микрочастиц с треугольной решеткой расщепляется на два слоя со сдвинутой друг относительно друга квадратной решеткой. В нашем случае периферия системы сохраняет треугольную симметрию и остается монослоем. Это специфика системы заряженных частиц, находящихся в горизонтальном параболическом конфинменте. На панели (b) у рисунка 4 показаны результаты моделирования трехмерной системы Юкавы, находящейся в горизонтальном удерживающем конфинменте с параметрами, близкими к экспериментальным. Так же, как и в эксперименте, наблюдается расслоение в центре системы на два слоя со сдвинутой квадрат-

ной решеткой, при этом периферия системы также остается монослоем с треугольной решеткой. Дополнительно, на вставках к панелям на рис. 4 показано, как выглядят рассмотренные системы с торца; на них хорошо виден эффект расслоения в центре плазменного кристалла.

Отметим, что совсем недавно в Phys. Rev. Lett. [27] была опубликована статья, в которой также наблюдалась квадратная решетка в q2D системе микрочастиц (при ослаблении вертикального конфинмента наблюдался переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$ в центре первоначально планарного кристалла с треугольной решеткой). При этом ее авторы не учли свойства горизонтального конфинмента и привлекли для объяснения этого эффекта дополнительное взаимодействие между частицами, вызванное ионной фокусировкой на микрочастицах [8]. Выше мы показали, что в этом нет никакой необходимости: обычная кулоновская система (или система Юкавы), находящаяся в параболическом конфинменте, проявляет указанные свойства, а сдвинутая квадратная решетка, наблюдаемая в эксперименте, говорит в пользу слабого

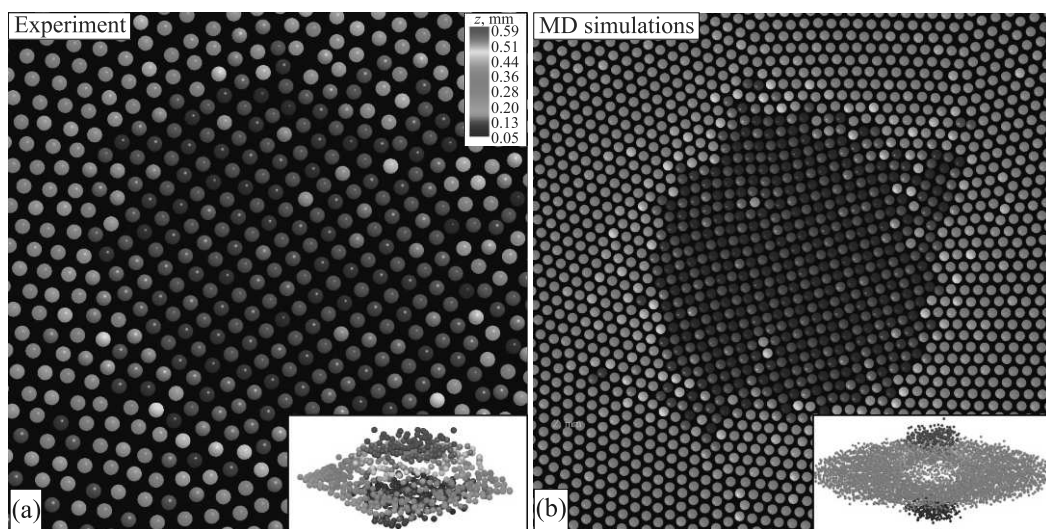


Рис. 4. (Цветной онлайн) Фрагмент плазменного кристалла, полученного в эксперименте, на стадии перед плавлением, когда наблюдается расслоение системы микрочастиц в центре кристалла (а). Такое расслоение вызвано радиальной неоднородностью кристалла (плотность частиц максимальна в центре и монотонно падает к периферии [14, 21, 22]), при этом в центре системы реализуется условие перехода монослоя в двухслойную систему в результате развития неустойчивости (так называемое buckling instability (BI) или переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$, т.е. когда монослой из заряженных микрочастиц с треугольной решеткой расщепляется на два слоя с квадратной решеткой [23]). На панели (b) показаны результаты моделирования трехмерной системы Юкавы, находящейся в горизонтальном удерживающем конфайнменте, близком к параболическому ($U(r) \propto (r - r_c)^2$, где r_c — центр системы) с параметрами, близкими к экспериментальным. Так же, как и в эксперименте, наблюдается расслоение в центре системы на два слоя со сдвинутой квадратной решеткой, при этом периферия системы остается монослоем с треугольной решеткой. Цвет частиц определяется значением вертикальной координаты z и меняется от синего к красному при ее увеличении. Дополнительно, на вставках к панелям (a) и (b) показано, как выглядят рассмотренные системы с торца; на них эффект расслоения прекрасно виден

влияния ионной фокусировки на структуру кристалла (в противном случае при его расслоении на два слоя они бы находились друг над другом из-за вертикального спаривания частиц).

В настоящей работе впервые с помощью созданной нами системы оптической томографии экспериментально определена эволюция квазидвумерного плазменного кристалла в $(3+1)$ измерениях (три пространственных координаты + время) вплоть до его плавления и рекристаллизации при неизменных параметрах ВЧ разряда. Это открывает новый этап исследований лабораторной комплексной плазме. Показано, что плавлению кристалла предшествует его расслоение в центре системы на два слоя со сдвинутой квадратной кристаллической решеткой, т.е. наблюдается структурная неустойчивость кристалла и переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$. Данное расслоение вызвано наличием горизонтального параболического конфайнмента, который приводит к неоднородности кристалла в радиальном (от его центра) направлении, при этом, поскольку плотность микрочастиц максимальна в центре кристалла, то там и реализуется условие для развития данной неустойчивости, а часть кри-

сталла на периферии сохраняет планарную структуру с треугольной решеткой.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание # 075-01056-22-00).

1. H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, and D. Mohlmann, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 652 (1994).
2. J. H. Chu and L. I, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4009 (1994).
3. Y. Hayashi and K. Tachibana, *Jpn. J. Appl. Phys.: Part 2 -Letters* **33**, L904 (1994).
4. A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, *Phys. Lett. A* **191**, 301 (1994).
5. M. Horanyi, T. W. Hartquist, O. Havnes, D. A. Mendis, and G. E. Morfill, *Rev. Geophys.* **42**, RG4002 (2004).
6. R. P. Turco, O. B. Toon, R. C. Whitten, R. G. Keesee, and D. Hollenbach, *Planet. Space Sci.* **30**(11), 1147 (1982).
7. P. K. Shukla and B. Eliasson, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 25 (2009).
8. V. Fortov and G. Morfill, *Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space*, CRC Press, Boca Raton, FL (2009).

9. В. Н. Рыжов, Е. Е. Тареева, Ю. Д. Фомин, Е. Н. Циок, УФН **187**, 921 (2017).
10. Б. А. Клумов, Письма ЖЭТФ **116**(10), 681 (2022).
11. В. А. Klumov, JETP Lett. **115**, 108 (2022).
12. С. А. Кнарек, У. Конопка, D.P. Mohr, P. Huber, А. М. Липаев, and Н. М. Thomas, Rev. Sci. Instrum. **92**(10), 103505 (2021).
13. В. Liu, K. Avinash, and J. Goree, Phys. Rev. E **69**, 036410 (2004).
14. В. А. Klumov, JETP Lett. **110**, 715 (2019).
15. Y. Ivanov and A. Melzer, Rev. Sci. Instrum. **78**, 033506 (2007).
16. Y. Feng, J. Goree, and B. Liu, Rev. Sci. Instrum. **78**, 053704 (2007).
17. K. M. Dawson-Howe and D. Vernon, Int. J. Imaging Syst. Techn. **5**, 1 (1994).
18. J. Salvi, X. Armangue, and J. Batlle, Pattern recognition **35**, 1617 (2002).
19. R. Hartley and A. Zisserman, *Multiple view geometry in computer vision*, Cambridge University Press, Cambridge (2003).
20. A. Melzer, M. Himpel, C. Killer, and M. Mulsow, J. Plasma Phys. **82**, 615820102 (2016).
21. D. H. E. Dubin, Phys. Rev. E. **55**(4), 4017 (1997).
22. H. Totsuji, C. Totsuji, and K. Tsuruta, Phys. Rev. E **64**, 066402 (2001).
23. D. H. E. Dubin, Phys. Rev. Lett. **71**(17), 2753 (1993).
24. Л. Кеделъ, В. М. Носенко, С. Жданов, А. В. Ивлев, И. Лаут, Е. В. Яковлев, Н. П. Крючков, П. В. Овчаров, А. М. Липаев, С. О. Юрченко, УФН **189**(10), 1070 (2019).
25. C. Durniak, D. Samsonov, N. P. Oxtoby, J. F. Ralph, and S. Zhdanov, IEEE Trans. Plasma Sci. **38**(9), 2412 (2010).
26. D. Podolsky, E. Shimshoni, G. Morigi, and S. Fishman, Phys. Rev. X **6**, 3 (2016).
27. S. Singh, P. Bandyopadhyay, K. Kumar, and A. Sen, Phys. Rev. Lett. **129**, 11 (2022).

Расчет в рамках классической теории функционала плотности колебательных свойств и теплоемкости кристаллической решетки квазиодномерного антиферромагнетика $KFeSe_2$

М. Д. Кузнецов, А. Г. Киямов¹⁾, Д. А. Таюрский

Институт физики, Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 24 октября 2022 г.

После переработки 24 октября 2022 г.

Принята к публикации 2 ноября 2022 г.

Мы выполнили *ab-initio* расчеты колебательных свойств соединения $KFeSe_2$ с использованием теории функционала плотности. Общая и поэлементная плотности фоновых состояний (PDOS) были рассчитаны в рамках гармонического приближения. Мы использовали фоновую плотность состояний для расчета вклада решетки в удельную теплоемкость. Рассчитанная фоновая плотность состояний показывает многочисленные высокочастотные колебательные моды атомов Fe и Se, что сильно ограничивает применение модели Дебая для анализа термодинамических свойств $KFeSe_2$. Результаты настоящей работы могут быть использованы при дальнейшей оценке магнитной теплоемкости $KFeSe_2$.

DOI: 10.31857/S1234567822240041, EDN: ndyqae

Квазиодномерные халькогениды железа $AFeX_2$ ($A = K, Rb$; $X = S, Se$) недавно начали привлекать некоторое внимание из-за их широкого спектра возможных применений. Недавние исследования показали, что антиферромагнитным состоянием можно эффективно управлять с помощью поля спин-орбитального момента Нееля (NSOT) [1–4]. Показано, что ограничивающим фактором для скорости изменения состояния и, следовательно, рабочей частоты является скорость магнона в антиферромагнитном кристалле [5]. Это новое открытие предполагает, что $AFeS_2$ являются перспективными соединениями для этой цели из-за их высоких магнонных скоростей, так $KFeS_2$ имеет скорость магнонов 90 км/с с частотами до 10 ТГц [6], в то время как другие известные антиферромагнетики имеют значения в диапазоне 10–40 км/с. Другая работа предполагает, что легированные халькогениды железа $AFeX_2$ являются перспективным кандидатом на высокотемпературную сверхпроводимость [7].

Соединения $AFeX_2$ ($A = K, Rb$; $X = S, Se$) кристаллизуются в моноклинную структуру рис. 1 с пространственной группой $C2/c$ [8]. Основой кристаллической структуры является цепочка тетраэдров $[FeX_4]$ с общей гранью и выстроенных вдоль кристаллографической оси c [8]. Между такими цепочками располагаются ионы щелочного металла, образуя трехмерную структуру. Цепочки ионов желе-

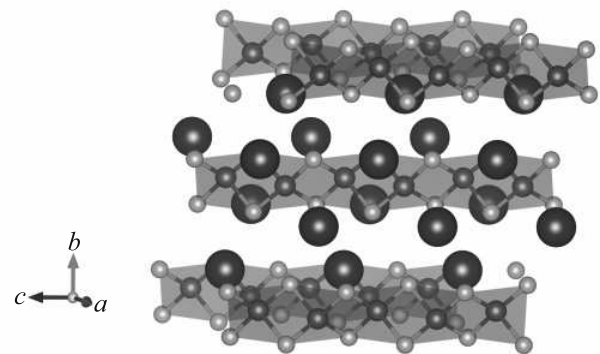


Рис. 1. (Цветной онлайн) Кристаллическая структура $KFeSe_2$. Тетраэдры $FeSe_4$ выделены прозрачным зеленым цветом, ионы Fe – оранжевые сферы в центрах тетраэдров, а ионы Se – зеленые сферы в вершинах. Большие фиолетовые сферы соответствуют ионам K

за характеризуются расстоянием Fe-Fe (2.815 Å) [8], ненамного превышающим расстояние Fe-Fe для металлического железа (2.48 Å). Предыдущие эксперименты по нейтронной дифракции на порошковых образцах [8] показали, что $KFeSe_2$ представляет собой трехмерный антиферромагнетик с $T_N = 310$ K и магнитным моментом на ионах Fe $3 \mu_B$.

Как было показано в нашей предыдущей работе [9], чтобы корректно описать основное состояние кристалла $KFeS_2$ в рамках теории функционала плотности, необходимо использовать приближение DFT + U . Сильно делокализованные состояния $3d$ -электронов ионов железа не могут быть удовлетворительно описаны обобщенным градиентным

¹⁾e-mail: AiratPhD@Gmail.com

приближением (GGA), и необходимо ввести поправку, подобную модели Хаббарда, чтобы явным образом учитывать обменно-корреляционное взаимодействие для данных электронов. В работе [10] для KFeS_2 мы использовали вращательно-инвариантный подход LSDA + U [11] с параметрами $U = 1.5$ эВ и $J = 2$ эВ, где U – кулоновское отталкивание электронов на одном узле, а J – обменное взаимодействие. Значения этих параметров были апробированы на электронной структуре, магнитной подсистеме и фоновом спектре кристалла KFeS_2 . Из-за отсутствия экспериментальных данных, необходимых для выбора параметров U и J для KFeS_2 , мы будем использовать стандартную теорию функционала плотности в качестве первого приближения к проблеме колебательных свойств KFeS_2 . Расчеты проводились в VASP [12–15], входящем в состав программного пакета MedeA. В качестве функционала для обменно-корреляционной энергии был использован GGA-PBAsol [16]. Предельная энергия в разложении по базису плоских волн была установлена равной 500 эВ. Интегрирование по зоне Бриллюэна было выполнено на сетке Монкхорста–Пака $7 \times 3 \times 5$, что соответствует фактическому расстоянию $0.178 \times 0.182 \times 0.191$ нм. Оптимизированная структура кристалла была получена после нескольких стадий полной релаксации, которая включает релаксацию положения атомов, формы ячейки и размера ячейки. Полностью оптимизированная равновесная структура была использована для расчета фоновой плотности состояний. Фоновая плотность состояний была получена с использованием модуля Phonon, включенного в программный пакет MedeA, который реализует прямой подход гармонического приближения [17]. Расчеты проводились для антиферромагнитного состояния кристалла.

Фоновые плотности состояний, полная и поэлементные, были рассчитаны в рамках теории функционала плотности с параметрами, описанными выше и представлены на рис. 2. Каждая колебательная мода является одновременно Раман и инфракрасно активной и принадлежит к одному из двух неприводимых представлений точечной группы симметрии C_2 , соответствующей структуре KFeS_2 . Фоновую плотность состояний можно разделить на две отдельные области: низкочастотную и высокочастотную. Низкочастотная область располагается примерно до 4 ТГц, она демонстрирует частотную зависимость, подобную дебаевской (примерно до 3 ТГц), и доминирующий вклад в эту область дают атомы К и Se. Высокочастотная область демонстрирует значительную фоновую плотность состояний и состоит

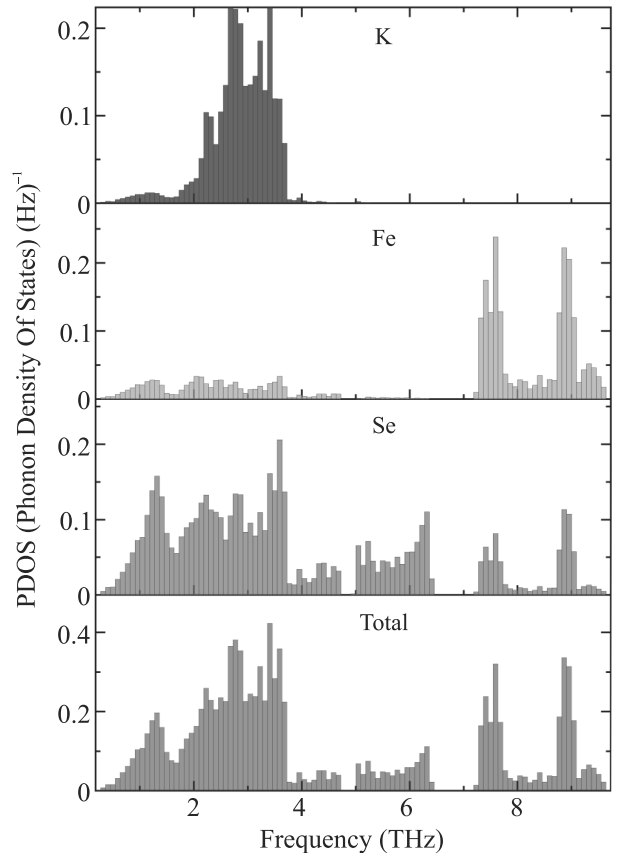


Рис. 2. (Цветной онлайн) Рассчитанная фоновая плотность состояний кристалла KFeSe_2 : поэлементная (атомы К, Fe и Se снизу вверх) и полная (внизу)

только из колебательных мод атомов Fe и Se. Из-за большого количества высокочастотных колебательных мод модель Дебая не может быть применена для точного анализа колебательных свойств системы, таких как удельная теплоемкость решетки или среднеквадратичное смещение атомов.

Фоновая плотность состояний позволяет непосредственно рассчитать вклад решетки в удельную теплоемкость с использованием квазигармонического приближения. Теплоемкость решетки определяется следующим образом:

$$C(T) = Dk_B \int_0^{\infty} g(\omega) \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T} \right)^2 \frac{\exp(\hbar\omega/k_B T)}{[\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1]^2} d\omega,$$

где D – число степеней свободы в элементарной ячейке; $g(\omega)$ – общая плотность фоновых состояний (рис. 2, внизу), \hbar и k_B – константы Планка и Больцмана соответственно; а T – это температура.

Рассчитанный вклад решетки в удельную теплоемкость представлен на рис. 3. Решеточная

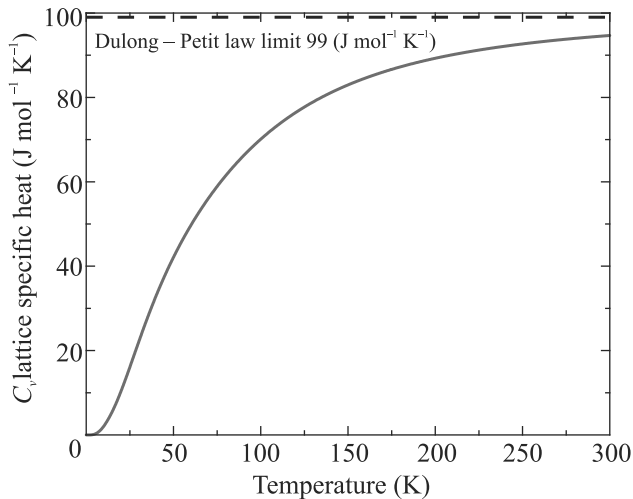


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурная зависимость вклада решетки в удельную теплоемкость кристалла KFeSe_2

теплоемкость достигает значения $96 \text{ Дж К}^{-1} \text{ моль}^{-1}$ при температуре 300 К и не превышает предела, определяемого законом Дюлонга–Пти (около $99 \text{ Дж К}^{-1} \text{ моль}^{-1}$).

Подводя итог, можно сказать, что фононная плотность состояний была рассчитана с использованием теории функционала плотности и гармонического приближения. Вклад решетки в удельную теплоемкость был рассчитан с использованием фононной плотности состояний. Удельная теплоемкость решетки может быть использована в будущем для детального анализа магнитных свойств KFeSe_2 , таких как удельная теплоемкость и энтропия магнитной подсистемы. Следует отметить, что рассматриваемая система не может быть достоверно описана в рамках стандартного подхода теории функционала плотности, отличного от $\text{DFT} + U$, и необходимо вводить поправки, подобные модели Хаббарда, в функционал энергии системы. Таким образом, в случае магнитоупорядоченных соединений правильный выбор параметра Хаббарда необходим для корректного описания основного магнитного состояния и значений магнитных моментов в [9].

Мы благодарим доктора Юрия Лысогорского (Рурский университет Бохума, Бохум, Германия) и

проф. Ленара Тагирова (Физико-технический институт им. Завойского, Казань, Россия) за плодотворные дискуссии.

Эта статья была поддержана Программой стратегического академического лидерства Казанского федерального университета (ПРИОРИТЕТ-2030).

1. J. Zelezny, H. Gao, K. Vyborny, J. Zemen, J. Masek, A. Manchon, J. Wunderlich, J. Sinova, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 157201 (2014).
2. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 231 (2016).
3. P. Wadley, B. Howells, J. Železný et al. (Collaboration), *Science* **351**, 587 (2016).
4. C. Marrows, *Science* **351**, 558 (2016).
5. O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 017202 (2016).
6. D. Welz, M. Kohgi, Y. Endoh, M. Nishi, and M. Arai, *Phys. Rev. B* **45**, 12319 (1992).
7. X. Zhao, F. Ma, Z.-Y. Lu, and T. Xiang, *Phys. Rev. B* **101**, 184504 (2020).
8. W. Bronger, A. Kyas, and P. Müller, *J. Solid State Chem* **70**, 262 (1987).
9. A. G. Kiiamov, M. D. Kuznetsov, R. G. Batulin, and D. A. Tayurskii, *JETP Lett.* **115**, 98 (2022).
10. A. G. Kiiamov, M. D. Kuznetsov, D. Croitori, I. Filippova, V. Tsurkan, H.-A. Krug von Nidda, Z. Seidov, F. Mayr, S. Widmann, F. G. Vagizov, D. A. Tayurskii, and L. R. Tagirov, *Molecules* **27**, 2663 (2022).
11. V. I. Anisimov, F. Aryasetiawan, and A. I. Lichtenstein, *J. Phys. Condens. Matter* **9**, 767 (1997).
12. G. Kresse and J. Hafner, *Phys. Rev. B* **47**, 558 (1993).
13. G. Kresse and J. Hafner, *Phys. Rev. B* **49**, 14251 (1994).
14. G. Kresse and J. Furthmuller, *Phys. Rev. B* **54**, 11169 (1996).
15. G. Kresse and J. Furthmuller, *Comput. Mater. Sci.* **6**, 15 (1996).
16. J. P. Perdew, A. Ruzsinszky, G. I. Csonka, O. A. Vydrov, G. E. Scuseria, L. A. Constantin, X. Zhou, and K. Burke, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 136406 (2008).
17. K. Parlinski, Z. Li, and Y. Kawazoe, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4063 (1997).

Солитоноподобные диссипативные объекты поперечного ультразвука в деформированном парамагнитном кристалле

С. В. Сазонов¹⁾

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), 125993 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 октября 2022 г.

После переработки 28 октября 2022 г.

Принята к публикации 29 октября 2022 г.

Продемонстрирована возможность существования в деформированном и находящемся во внешнем магнитном поле неравновесном парамагнитном кристалле микросекундных солитоноподобных диссипативных импульсов поперечного ультразвука с несущей частотой субгигагерцового диапазона. Показано, что данный метастабильный объект обладает непрерывным свободным параметром, сохраняющим память о входных условиях. Свойства и условия формирования такого объекта коренным образом отличаются его как от консервативных, так и от диссипативных солитонов.

DOI: 10.31857/S1234567822240053, EDN: neagmy

1. Введение. Исследования диссипативных солитонов различной физической природы в настоящее время приобретают все большую популярность. В значительной степени это касается оптических диссипативных солитонов [1–9]. Как показывает анализ, нелинейные оптические эффекты часто находят свои акустические аналоги [10]. Так, например, были предсказаны и обнаружены резонансные и нерезонансные консервативные солитоны акустической природы в кристаллах, содержащих парамагнитные примеси [11–16]. Следуя далее этой логике, необходимо осуществлять поиски и проводить исследования акустических диссипативных солитонов. Здесь большей частью речь идет об ультразвуковых сигналах микросекундных длительностей и субгигагерцовых частот, способных распространяться в твердых телах.

В [17, 18] теоретически рассмотрены ультразвуковые локализованные диссипативные объекты в парамагнитных кристаллах. Речь в этих работах идет как о квазимонохроматических [17], так и об униполярных [18] импульсах. Данные импульсы способны формироваться в неравновесных средах, обладающих запасом энергии. Время жизни T_1 рассмотренных сред в неравновесных состояниях (время, в течение которого сохраняется инверсная населенность квантовых состояний) является конечным и лежит в интервале от миллисекунд до нескольких

десятков секунд. Таким образом, данные состояния можно рассматривать как метастабильные. По этой причине рассмотренные в [17, 18] ультразвуковые импульсы названы локализованными диссипативными объектами (структурами), а не диссипативными солитонами. Время Δt , в течение которого такие диссипативные объекты могут наблюдаться, и их временная длительность τ_p должны удовлетворять неравенству $\Delta t, \tau_p \ll T_1$. Диссипация здесь происходит в результате процессов фазовой релаксации с характерным временем T_2 [19]. Чтобы эти процессы внесли свой вклад в формирование локализованных диссипативных объектов, необходимо выполнение условия $\Delta t \geq T_2$. Таким образом, имеем двойное неравенство

$$T_2 \leq \Delta t, \quad \tau_p \ll T_1. \quad (1)$$

Отметим, что в [20, 21] импульсы, удовлетворяющие (1), названы некогерентными солитонами.

В работе [22] показано, что в статически деформированном парамагнитном кристалле, помещенном в магнитное поле \mathbf{B} , при условии (1) могут формироваться униполярные локализованные импульсы сдвиговой деформации. Статическая деформация вызывает квадрупольное штарковское расщепление квантовых уровней парамагнитных ионов с эффективным спином $S = 1$, на которое накладывается относительно слабое зеемановское расщепление магнитным полем (рис. 1). При этом именно зеемановские подуровни обладают неравновесной (инверсной) населенностью. Здесь возникает естествен-

¹⁾e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

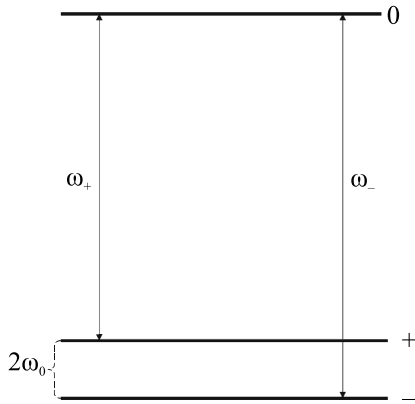


Рис. 1. Схема квантовых переходов, индуцированных поперечным ультразвуком в парамагнетике, подверженном продольной статической деформации в направлении внешнего магнитного поля \mathbf{V} . Штарковский уровень "0" соответствует проекции $S_z = 0$ эффективного спина на направление \mathbf{V} . Зеемановские подуровни "+" и "-", переход между которыми запрещен, обладают проекциями спина, равными соответственно +1 и -1

ный вопрос о том, сможет ли сформироваться солитоноподобный диссипативный объект при инверсной населенности наиболее вышележащего по энергии штарковского уровня эффективного спина (рис. 1). Исследованию данного вопроса и посвящена настоящая работа.

2. Вывод волнового уравнения. Пусть кристалл кубической симметрии, содержащий парамагнитные ионы с эффективным спином $S = 1$, подвержен продольной относительной статической деформации $\varepsilon_{zz}^{(0)}$ вдоль оси z четвертого порядка. В параллельном направлении приложено магнитное поле.

Вдоль другой оси x четвертого порядка, перпендикулярно к оси z , распространяется импульс поперечного ультразвука, характеризуемый компонентой ε_{zx} тензора относительной деформации.

Учитывая схему разрешенных спин-фононных переходов, показанную на рис. 1, запишем систему уравнений для элементов $\rho_{\mu\nu}$ матрицы плотности эффективного спина [22]

$$i\frac{\partial\rho_{0+}}{\partial t} = (\omega_+ - i/T_2)\rho_{0+} - \Omega(\rho_{00} - \rho_{++} + \rho_{+-}^*), \quad (2)$$

$$i\frac{\partial\rho_{0-}}{\partial t} = (\omega_- - i/T_2)\rho_{0-} - \Omega(\rho_{00} - \rho_{--} + \rho_{+-}), \quad (3)$$

$$i\frac{\partial\rho_{+-}}{\partial t} = 2\omega_0\rho_{+-} + \Omega(\rho_{0-} + \rho_{0+}^*), \quad (4)$$

$$i\frac{\partial\rho_{++}}{\partial t} = \Omega(\rho_{0+} - \rho_{0+}^*), \quad i\frac{\partial\rho_{--}}{\partial t} = \Omega(\rho_{0-}^* - \rho_{0-}), \quad (5)$$

$$i\frac{\partial\rho_{00}}{\partial t} = \Omega(\rho_{0+}^* - \rho_{0+} + \rho_{0-} - \rho_{0-}^*). \quad (6)$$

Здесь

$$\Omega = \frac{G_{\perp}\varepsilon_{zx}}{2\sqrt{2}\hbar}, \quad (7)$$

\hbar – постоянная Планка, $\omega_{\pm} = \omega_S \mp \omega_0$ – частоты квантовых переходов $+ \leftrightarrow 0$ и $- \leftrightarrow 0$ соответственно (рис. 1), $\omega_S = |G_{\parallel}\varepsilon_{zz}^{(0)}|/\hbar$ и $\omega_0 = g\mu_B B/\hbar$ – частоты квадрупольного штарковского и зеемановского расщеплений соответственно, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора (при этом $\omega_0 \ll \omega_S$ и $G_{\parallel}\varepsilon_{zz}^{(0)} < 0$), G_{\parallel} и G_{\perp} – постоянные взаимодействия спина с объемной и сдвиговой деформациями кристалла соответственно, нижние индексы +, 0 и - у элементов матрицы плотности обозначают соответственно значения проекции эффективного спина +1, 0 и -1 на ось z (рис. 1).

Дополним систему (2)–(6) волновым уравнением для компоненты тензора поперечной (сдвиговой) деформации упругого импульса [22]

$$\frac{\partial^2\Omega}{\partial t^2} - a^2\frac{\partial^2\Omega}{\partial x^2} = \frac{nG_{\perp}^2}{32\hbar\rho}\frac{\partial^2}{\partial x^2}(\rho_{0+} + \rho_{0+}^* - \rho_{0-} - \rho_{0-}^*), \quad (8)$$

где a – линейная скорость волн сдвиговой деформации в рассматриваемом кристалле, ρ – плотность кристалла, n – концентрация парамагнитных ионов.

В отличие от [22] здесь необратимые потери обусловлены фазовой релаксацией, а не рассеянием импульса на дефектах и микронеоднородностях. Фазовая релаксация учтена феноменологически слагаемым i/T_2 в первых скобках материальных уравнений (2) и (3) для недиагональных элементов матрицы плотности на разрешенных квантовых переходах $+ \leftrightarrow 0$ и $- \leftrightarrow 0$. Аналогичной релаксацией на запрещенном переходе $+ \leftrightarrow -$ мы здесь пренебрегли.

Правая часть уравнения (8) пропорциональна параметру $\eta = \frac{nG_{\perp}^2}{32\hbar\omega_S\rho a^2}$, содержащему штарковскую частоту ω_S , близкую по величине к частотам разрешенных переходов ω_+ и ω_- . Взяв для статической деформации $\varepsilon_{zz}^{(0)} \sim 10^{-4}$ и постоянной взаимодействия $G_{\parallel} \sim G_{\perp} \sim 10^{-13}$ эрг [19, 23], найдем $\omega_S \sim 10^{10}$ с $^{-1}$. Полагая теперь для кристалла MgO, содержащего примесные парамагнитные ионы Fe $^{2+}$, $n \sim 10^{21}$ см $^{-3}$, $\rho \approx 3$ г/см 3 , $a \sim 5 \cdot 10^5$ см/с [11, 19, 23], будем иметь $\eta \sim 10^{-2}$. Малое значение данного параметра позволяет применить к волновому уравнению (8) приближение однонаправленного распространения [24]. В результате данное уравнение редуцируется к первому порядку:

$$\frac{\partial\Omega}{\partial x} + \frac{1}{a}\frac{\partial\Omega}{\partial t} = \frac{nG_{\perp}^2}{64\hbar\rho a^3}\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{0+} + \rho_{0+}^* - \rho_{0-} - \rho_{0-}^*). \quad (9)$$

Для исключения из (2)–(6) и (9) материальных переменных будем считать, что для разрешенных и запрещенного квантовых переходов выполняются соответственно условия

$$\varepsilon_1 = (\omega_S \tau_*)^{-1} \ll 1, \quad \varepsilon_2 = \omega_0 \tau_* \ll 1, \quad (10)$$

где τ_* – характерный временной масштаб ультразвукового импульса.

В случае квазимонохроматического импульса $\tau_* \sim 1/\omega$, где ω – несущая частота импульса. Тогда (10) принимают вид $\varepsilon_1 = \omega/\omega_S \ll 1$ и $\varepsilon_2 = \omega_0/\omega \ll 1$. В случае униполярного импульса $\tau_* \sim \tau_p$. Тогда $\varepsilon_1 = (\omega_S \tau_p)^{-1} \ll 1$ и $\varepsilon_2 = \omega_0 \tau_p \ll 1$.

Условия (10) использовались ранее при исключении материальных переменных в задачах оптики предельно коротких импульсов [25–27].

Благодаря первому условию (10), левые части в (2) и (3) могут быть учтены методом последовательных приближений. Следуя подходам, использованным в [22, 27], из (2), (3), (5) и (6) получим в приближении первого неравенства (10)

$$\begin{aligned} \rho_{0+} &= \frac{\Omega}{\omega_+} (\rho_{00} - \rho_{++} + \rho_{+-}^*) + \\ &+ i \frac{w_0 - w_+}{(\omega_+ - i/T_2)^2} \frac{\partial \Omega}{\partial t} - \frac{w_0 - w_+}{\omega_+^3} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \rho_{0-} &= -\frac{\Omega}{\omega_-} (\rho_{00} - \rho_{--} + \rho_{+-}) - \\ &- i \frac{w_0 - w_-}{(\omega_- - i/T_2)^2} \frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{w_0 - w_-}{\omega_-^3} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \rho_{++(-)} &= w_{+(-)} + \frac{w_0 - w_{+(-)}}{\omega_s^2} \left(\frac{2}{T_2} \int_{-\infty}^t \Omega^2 dt' + \Omega^2 \right), \\ \rho_{00} &= 1 - \rho_{++} - \rho_{--}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь w_0 , w_+ и w_- – начальные населенности спиновых уровней 0, + и – соответственно.

В силу второго неравенства (10) правая часть уравнения (4) мала. Поэтому при подстановке сюда выражений (11) и (12) учтем в них только главные члены относительно малого параметра ε_1 , заменив к тому же диагональные элементы матрицы плотности начальными населенностями квантовых уровней. В результате (4) примет вид

$$i \frac{\partial \rho_{+-}}{\partial t} = 2\omega_0 \rho_{+-} + \frac{\Omega^2}{\omega_S} (w_- - w_+).$$

Здесь мы пренебрегли различием между частотами w_+ и w_- , положив $w_+ \approx w_- \approx \omega_S$.

Интегрируя данное уравнение, будем иметь

$$\rho_{+-} = -i \frac{w_- - w_+}{\omega_S} \int_{-\infty}^t \Omega^2 e^{-2i\omega_0(t-t')} dt'.$$

Тогда

$$\rho_{+-} + \rho_{+-}^* = -2 \frac{w_- - w_+}{\omega_S} \int_{-\infty}^t \Omega^2 \sin 2\omega_0(t-t') dt'.$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_{+-} + \rho_{+-}^*) &= \\ &= -2\omega_0 \frac{w_- - w_+}{\omega_S} \int_{-\infty}^t \Omega^2 \cos 2\omega_0(t-t') dt'. \end{aligned}$$

Учитывая здесь второе неравенство (10), запишем приближенно

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{+-} + \rho_{+-}^*) = -2\omega_0 \frac{w_- - w_+}{\omega_S} \int_{-\infty}^t \Omega^2 dt'. \quad (14)$$

Используя (9), (11)–(14), получим нелинейное волновое уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial x} + \frac{1}{a_0} \frac{\partial \Omega}{\partial t} &= \alpha \Omega^2 \frac{\partial \Omega}{\partial t} - \\ &- \left(\mu - \beta \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega \int_{-\infty}^t \Omega^2 dt' + \gamma \frac{\partial^2 \Omega}{\partial t^2} + \sigma \frac{\partial^3 \Omega}{\partial t^3}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь $a_0 = a/[1 + 2\eta(1 - 3w_0)] \approx a$, $\alpha = 9\eta \frac{1-3w_0}{a\omega_s^2}$, $\mu = 4\eta\omega_0 \frac{w_- - w_+}{a\omega_S}$, $\beta = 6\eta \frac{1-3w_0}{T_2 a \omega_s^2}$, $\gamma = 2\eta \frac{1-3w_0}{T_2 a \omega_s^2}$, $\sigma = \eta \frac{1-3w_0}{a\omega_s^2}$.

Уравнение (15) обобщает уравнения, полученные ранее в других работах. В отсутствие диссипации $T_2 \rightarrow \infty$ имеем $\beta = \gamma = 0$. Пренебрегая также когерентностью (14) на запрещенном переходе $+ \leftrightarrow -$, т.е. полагая $\mu = 0$, получаем из (15) модифицированное уравнение Кортевега–де Вриза [26], описывающее динамику консервативных солитонов. Если импульс униполярный и его длительность значительно превышает время релаксации T_2 , то в пренебрежении той же когерентностью на запрещенном переходе полагаем в (15) $\alpha = \sigma = \mu = 0$. В этом случае (15) переходит в уравнение, полученное в [18] для исследования динамики униполярного диссипативного солитоноподобного объекта.

Ниже будет показано, что в рассматриваемом нами случае когерентность на запрещенном переходе имеет принципиальное значение.

3. Квазимонохроматический диссипативный солитоноподобный объект. Считая упругий импульс квазимонохроматическим с несущей частотой ω , представим его в виде

$$\Omega = \psi e^{i(\omega t - kx)} + \text{с.с.}, \quad (16)$$

где ψ – комплексная медленно меняющаяся огибающая (ММО), k – волновое число. После подстановки (16) в (15) и использования стандартного приближения ММО [28] с учетом условия $\omega \gg 1/T_2$ будем иметь

$$i \frac{\partial \psi}{\partial x} = -2(\beta\omega + i\mu)\psi \int_{-\infty}^{\tau} |\psi|^2 d\tau' - \quad (17)$$

$$- (\alpha\omega + \mu/2\omega)|\psi|^2\psi - i\gamma\omega^2\psi - 2\gamma\omega \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - 3\sigma\omega \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2},$$

где “бегущее” время $\tau = t - x/v_g$, а линейная групповая скорость v_g и волновое число определяются выражениями $1/v_g = \partial k/\partial \omega = 1/a_0 + 3\sigma\omega^2$, $k = \omega/a_0 + \sigma\omega^3$.

Для нахождения приближенного решения уравнения (17) представим комплексную огибающую ψ в виде

$$\psi = Q e^{i\varphi}, \quad (18)$$

где Q и φ – действительные функции переменных x и τ .

После подстановки (18) в (17) приходим к системе уравнений, записанной в исходных независимых переменных

$$\frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial Q}{\partial t} = \Gamma \left(1 + \frac{1}{\omega} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) Q - \quad (19)$$

$$- 2\mu Q \int_{-\infty}^t Q^2 dt' - 3\sigma\omega \left(2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} Q \right),$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 2\beta\omega \int_{-\infty}^t Q^2 dt' + \left(\frac{\mu}{2\omega} + \omega\alpha \right) Q^2 - \quad (20)$$

$$- 2 \frac{\Gamma}{\omega Q} \frac{\partial Q}{\partial t} + 3\sigma\omega \left[\frac{1}{Q} \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 \right],$$

где коэффициент усиления определяется выражением

$$\Gamma = -\gamma\omega^2 = 2\eta\omega^2 \frac{3w_0 - 1}{T_2 a \omega_S^2}. \quad (21)$$

Так как импульс является квазимонохроматическим, то $\omega\tau_p \gg 1$. Учитывая также, что $\partial\varphi/\partial t \sim 1/\tau_p$, будем иметь оценку $\frac{1}{\omega} \left| \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right| \ll 1$. Приняв к

тому же во внимание (1), (21) и выражение для σ , приходим к выводу, что последним слагаемым в (19), содержащим коэффициент $3\sigma\omega$, также можно пренебречь. Суммируя сказанное, перепишем (19) в виде

$$\frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial Q}{\partial t} = \Gamma Q - 2\mu Q \int_{-\infty}^t Q^2 dt'. \quad (19a)$$

Умножая (19a) на $2Q$, после интегрирования получим

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial \theta}{\partial t} = 2\Gamma\theta - 2\mu\theta^2, \quad (22)$$

где

$$\theta = \int_{-\infty}^t Q^2 dt'. \quad (23)$$

Ниже будем считать, что начальная населенность квантовых уровней неравновесна, так что выполняется условие $w_0 > 1/3$. Поэтому $\Gamma > 0$. Кроме того, коэффициенты α , β и σ отрицательны, как следует из соответствующих выражений. С другой стороны, положим, что уровень “+” заселен сильнее, нежели уровень “-”. Таким образом, выполняется неравенство $w_- > w_+$ и, как следствие, $\mu > 0$. Добиться описанной в этом абзаце ситуации можно, например, с помощью предварительного воздействия на кристалл, в направлении магнитного поля, резонансным циркулярно-поляризованным электромагнитным импульсом с несущей частотой, равной частоте перехода $+ \leftrightarrow 0$. В этом случае населенность уровня “0” возрастет за счет частичного опустошения состояния “+”.

В описанных выше условиях уравнение (22) имеет решение типа бегущей волны

$$\theta = \frac{\Gamma}{2\mu} (1 + \tanh \xi), \quad (24)$$

где $\xi = (t - x/v)/\tau_p$, а скорость v распространения импульса определяется выражением

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{a_0} - \Gamma\tau_p. \quad (25)$$

Из (23) и (24) найдем

$$Q = \sqrt{\frac{\Gamma}{2\mu\tau_p}} \operatorname{sech} \xi. \quad (26)$$

Возвращаясь к уравнению (20), будем считать, что $(\omega_0\omega_S/\omega^2)(T_2/\tau_p) \ll 1$. Тогда легко видеть, что в

(20) можно отбросить последние два слагаемых, содержащих усиливающий Γ и дисперсионный σ коэффициенты. Тогда с учетом (24)–(26) для отклонения $\delta\omega = \partial\varphi/\partial t$ локальной частоты от значения получим

$$\delta\omega = -\frac{3}{2} \frac{3w_0 - 1}{w_- - w_+} \frac{\omega}{\omega_S \omega_0 \tau_p} \times \left[\frac{1}{T_2} (1 + \tanh \xi) + \frac{3}{4\tau_p} \operatorname{sech}^2 \xi \right]. \quad (27)$$

Здесь использованы выражения для α , β и μ .

Таким образом, формирование солитоноподобного объекта с огибающей (26) сопровождается локальным уменьшением его несущей частоты: $\delta\omega < 0$.

Устремляя верхний предел в интеграле (23) к $+\infty$, придем к функции $W(x)$, пропорциональной энергии солитоноподобного импульса: $W(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} Q^2 dt'$. Тогда из (22) будем иметь

$$\frac{dW}{dx} = 2\Gamma W - 2\mu W^2. \quad (28)$$

Из (28) легко видеть, что состояние с нулевой энергией импульса (с нулевым фоном) неустойчиво. В то же время состояние с $W = \Gamma/\mu$, соответствующее решению (24) при $t \rightarrow +\infty$ (см. также (26)), устойчиво. Данная устойчивость является условной, так как неустойчиво состояние самой среды с инверсной населенностью квантовых состояний, время жизни которого определяется временем релаксации T_1 населенностей рассматриваемых квантовых состояний. Данное время имеет порядок величины $T_1 \sim 1-10$ с [19]. При коллективном начальном возбуждении парамагнитных ионов может произойти их коллективное спонтанное излучение (сверхизлучение (СИ)), сопровождающееся сокращением времени жизни возбужденного состояния с увеличением числа данных ионов [19, 29]. Для реализации этого нежелательного здесь эффекта необходимо выполнение условия Фридберга–Хартмана [29, 30], которое в данном случае можно записать в виде $\Gamma l \geq 1$, где l – характерный размер среды. В противном случае эффект СИ не реализуется, а время жизни неравновесного состояния среды по порядку величины равно T_1 . Для этого в нашем случае должно выполняться условие $l \ll 1/\Gamma$. Используя (21), запишем $\Gamma \sim \frac{\eta}{aT_2} \left(\frac{\omega}{\omega_S}\right)^2$. Взяв $T_2 \sim 10^{-6}$ с [11] и приведенные выше оценки других параметров, будем иметь $\Gamma \sim 10^{-3}$ см $^{-1}$. Таким образом, $l \ll 10^3$ см. Следовательно, время развития неустойчивости нулевого фона $\tau \approx (\Gamma a)^{-1} \sim 10^{-2}$ с. Как результат, приходим к

неравенствам $T_2 \ll \tau \ll T_1$. Время τ можно рассматривать как характерное время формирования солитоноподобного импульса (26). Тогда, полагая $\tau \sim \Delta t$, приходим к условию (1). Таким образом, полученные результаты согласуются с исходным предположением.

Солитоноподобное решение (25)–(27) есть результат взаимной компенсации усиления, вызванного преимущественной заселенностью верхнего энергетического уровня “0”, и нелинейным поглощением, которое обусловлено нормальной (не инверсной) заселенностью состояний запрещенного перехода $- \leftrightarrow +$. Отмеченные процессы описываются соответственно первым и вторым слагаемыми в уравнении (19а) (см. также (22)).

Обсуждаемое решение обладает непрерывным свободным параметром, в качестве которого выбрана временная длительность τ_p импульса. Как видно из (25) и (26), с укорочением данной длительности скорость импульса уменьшается, а амплитуда, напротив, возрастает.

Конкретное значение свободного параметра τ_p несет в себе память об условиях на входе в среду. Данное обстоятельство является нетривиальным для систем, содержащих диссипацию. Обычно диссипативные солитоны не содержат непрерывных свободных параметров [1]. Такие характеристики диссипативного солитона, как амплитуда, скорость и длительность могут изменяться только дискретным образом и определяются параметрами среды. Данная дискретность есть результат очень грубой памяти диссипативного солитона о входных условиях.

Из (27) видно, что в центре солитоноподобного объекта (26), где $t = x/v$,

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = -\frac{3}{2} \frac{3w_0 - 1}{w_- - w_+} \frac{1}{\omega_S \omega_0 \tau_p} \left(\frac{1}{T_2} + \frac{3}{4\tau_p} \right).$$

Взяв $\omega_S \sim 10^{11}$ с $^{-1}$, $\omega_0 \sim 10^8$ с $^{-1}$, $\tau_p \sim T_2 \sim 10^{-6}$ с, будем иметь $|\delta\omega|/\omega \sim 10^{-6}$. Таким образом, несущая частота подвержена очень слабой модуляции, которую вряд ли можно зарегистрировать экспериментально.

Используя (26), получим оценочное выражение для амплитудного значения частоты Раби диссипативного солитоноподобного объекта

$$Q_m \sim \sqrt{\frac{\Gamma}{\mu\tau_p}} \sim \frac{\omega}{\sqrt{\omega_S \omega_0 T_2 \tau_p}}. \quad (29)$$

Примем, что в дополнение к приведенным выше параметрам несущая частота $\omega \sim 10^9$ с $^{-1}$. Тогда из (28) для амплитудного значения частоты Раби получим $Q_m \sim 10^6$ с $^{-1}$. Отсюда, а также из (7), (16)

и (18) найдем для амплитуды $\varepsilon_{zx}^{(m)}$ относительной сдвиговой деформации $\varepsilon_{zx}^{(m)} \sim \hbar Q_m / G_{\perp} \sim 10^{-8}$. Импульс с таким значением деформации вполне может быть зарегистрирован в экспериментальных условиях [19, 23, 31].

Из (25), с учетом приведенных выше оценочных параметров, для скорости импульса с хорошей точностью имеем $v \approx a_0 \approx a$. Таким образом, скорость солитоноподобного объекта практически не отличается от линейной скорости звука в кристалле.

Частоты штарковского ω_S и зеemanовского ω_0 расщеплений пропорциональны соответственно статической деформации $\varepsilon_{zz}^{(0)}$ кристалла и величине индукции B приложенного к нему магнитного поля. Поэтому из (28) следует, что с помощью изменения величин статической деформации и магнитной индукции можно эффективно управлять значением амплитуды рассматриваемого солитоноподобного объекта. Здесь важно, чтобы выполнялись принятые выше неравенства $\omega/\omega_S \ll 1$ и $\omega/\omega_0 \gg 1$. Приведенной выше оценке частоты ω_0 зеemanовского расщепления соответствуют относительно небольшие значения индукции магнитного поля $B \sim 10$ Гс.

Диссипативный сигнал (26) может быть сформирован в парамагнитном кристалле после воздействия на него поперечным субгигагерцовым импульсом микросекундной длительности. Способы генерации как продольных, так и поперечных ультразвуковых импульсов хорошо разработаны на основе пьезоэлектрических эффектов и механизмов электрострикции [23, 31]. В любом случае необходимо помнить об условии (1), при котором можно пренебречь спонтанными переходами, разрушающими инверсную населенность квантовых уровней парамагнитных ионов.

4. Заключение. В настоящей работе показана принципиальная возможность существования солитоноподобного квазимонохроматического ультразвукового импульса в усиливающем (неравновесном) парамагнетике. При этом длительность такого импульса превышает время необратимой фазовой релаксации, что говорит о принципиальной роли диссипативных процессов.

Заметим, что акустические импульсы, в отличие от оптических, способны распространяться в проводящих средах. Это расширяет круг возможных приложений ультразвуковых диссипативных солитоноподобных объектов, дополняя возможные приложения их оптических аналогов.

Можно привести очень немного примеров решений уравнений с диссипацией, которые содержат непрерывный свободный параметр. Это, например, хорошо известное решение уравнения Бюргера в

виде бегущей доменной стенки [32]. Совсем недавно было найдено солитоноподобное униполярное решение уравнения (15) при $\alpha = \mu = \gamma = 0$, когда нелинейность имеет диссипативную природу, а линейные необратимые потери происходят благодаря временной диффузии [18, 33, 34]. Данное решение также содержит непрерывный свободный параметр. Это обстоятельство подчеркивает отличие найденных здесь и в [18, 33, 34] локализованных диссипативных объектов от диссипативных солитонов, описанных в [1]. Следует также подчеркнуть, что диссипативные локализованные объекты вида (25), (26) могут формироваться в метастабильных средах и существовать в них достаточно короткие времена Δt , удовлетворяющие неравенству (1). Таким образом, память о входных условиях, зашифрованная в значении непрерывного свободного параметра, является относительно недолгой.

Обычно непрерывными свободными параметрами обладают консервативные солитоны. Однако в нашем случае среда является неравновесной и в ней явным образом присутствуют диссипативные процессы, способствующие формированию здесь солитоноподобного объекта. Кроме того, состояние среды после распространения рассмотренного локализованного импульса отличается от ее первоначального состояния. Эти обстоятельства не позволяют здесь говорить об исследованном объекте как о консервативном солитоне.

1. Н. Н. Розанов, *Диссипативные оптические о родственные солитоны*, Физматлит, М. (2021).
2. Н. А. Веретенев, Н. Н. Розанов, С. В. Федоров, УФН **192**, 143 (2022) [N. A. Veretenov, N. N. Rosanov, and S. V. Fedorov, Phys.-Uspekhi **65**, 131 (2022)].
3. N. Akhmediev, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, and Ph. Grelu, International Journal of Bifurcation and Chaos **19**, 2621 (2009).
4. N. A. Veretenov, N. N. Rosanov, and S. V. Fedorov, Phys. Rev. Lett. **117**, 183901 (2016).
5. С. В. Федоров, Н. Н. Розанов, Н. А. Веретенев, Письма в ЖЭТФ **107**, 342 (2018) [S. V. Fedorov, N. N. Rosanov, and N. A. Veretenov, JETP Lett. **107**, 327 (2018)].
6. V. E. Lobanov, O. V. Borovkova, and B. A. Malomed, Phys. Rev. A **90**, 053820 (2014).
7. V. E. Lobanov, N. M. Kondratiev, and I. A. Bilenko, Opt. Lett. **46**, 2380 (2021).
8. D. A. Dolinina, A. S. Shalin, and A. V. Yulin, Письма в ЖЭТФ **111**, 303 (2020) [D. A. Dolinina, A. S. Shalin, and A. V. Yulin, JETP Lett. **111**, 268 (2020)].

9. D. A. Dolinina, A. S. Shalin, and A. V. Yulin, Письма в ЖЭТФ **112**, 79 (2020) [D. A. Dolinina, A. S. Shalin, and A. V. Yulin, JETP Lett. **112**, 71 (2020)].
10. Ф. В. Бункин, Ю. А. Кравцов, Г. А. Ляхов, УФН **149**, 391 (1986) [F. V. Bunkin, Yu. A. Kravtsov, and G. A. Lyakhov, Sov. Phys.-Uspekhi **29**, 607 (1986)].
11. N. S. Shiren, Phys. Rev. B **2**, 2471 (1970).
12. Г. А. Денисенко, ЖЭТФ **60**, 2270 (1971) [G. A. Denisenko, JETP **33**, 1220 (1971)].
13. В. В. Самарцев, Б. П. Смоляков, Р. З. Шарипов, Письма в ЖЭТФ **20**, 644 (1974) [V. V. Samartsev, B. P. Smolyakov, and R. Z. Sharipov, JETP Lett. **20**, 296 (1974)].
14. H.-Y. Nao and H. J. Maris, Phys. Rev. B **64**, 064302 (2001).
15. Г. Т. Адамашвили, ФТТ **33**, 1596 (1991).
16. S. V. Sazonov, J. Phys.: Condens. Matter **6**, 6295 (1994).
17. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **113**, 612 (2021) [S. V. Sazonov, JETP Lett. **113**, 592 (2021)].
18. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **114**, 102 (2021) [S. V. Sazonov, JETP Lett. **114**, 104 (2021)].
19. В. А. Голеницев-Кутузов, В. В. Самарцев, Н. К. Соловаров, Б. М. Хабибуллин, *Магнитная квантовая акустика*, Наука, М. (1977).
20. А. А. Афанасьев, Р. А. Власов, А. Г. Черствый, ЖЭТФ **117**, 476 (2000) [A. A. Afanas'ev, R. A. Vlasov, and A. G. Cherstvyi, JETP **90**, 428 (2000)].
21. А. А. Afanas'ev, R. A. Vlasov, O. Kh. Khasanov, T. V. Smirnova, and O. M. Fedotova, JOSA B **19**, 911 (2002).
22. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **116**, 563 (2022).
23. Дж. Такер, В. Рэмpton, *Гиперзвук в физике твердого тела*, Мир, М. (1975) [J. W. Tucker and V. W. Rampton, *Microwave Ultrasonics in Solid State Physics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1972)].
24. J. C. Eilbeck, J. D. Gibbon, P. J. Caudrey, and R. K. Bullough, J. Phys. A **6**, 1337 (1973).
25. Э. М. Беленов, П. Г. Крюков, А. В. Назаркин, А. Н. Ораевский, А. В. Усков, Письма в ЖЭТФ **47**, 442 (1988) [E. M. Belenov, P. G. Kryukov, A. V. Nazarkin, A. N. Oraevskii, and A. V. Uskov, JETP Lett. **47**, 523 (1988)].
26. Э. М. Беленов, А. В. Назаркин, Письма в ЖЭТФ **51**, 252 (1990) [E. M. Belenov and A. V. Nazarkin, JETP Lett. **51**, 288 (1990)].
27. С. В. Сазонов, А. Ф. Соболевский, ЖЭТФ **123**, 1160 (2003) [S. V. Sazonov and A. F. Sobolevskii, JETP **96**, 1019 (2003)].
28. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин, *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*, Наука, М. (1988).
29. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, М. (1978) [L. Allen and J. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, John Wiley & Sons, Inc., N.Y. (1978)].
30. R. Friedberg and S. R. Hartmann, Phys. Lett. A **37**, 285 (1971).
31. К. Н. Баранский, *Физическая акустика кристаллов*, МГУ, М. (1991).
32. Дж. Уизем, *Линейные и нелинейные волны*, Мир, М. (1977) [G. B. Whitham, *Linear and Nonlinear Waves*, John Wiley & Sons, Inc., N.Y. (1974)].
33. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **114**, 160 (2021) [S. V. Sazonov, JETP Lett. **114**, 132 (2021)].
34. S. V. Sazonov, Laser Physics Lett. **18**, 105401 (2021).

Charge-orbital ordering, magnetic state, and exchange couplings in quasi-one-dimensional V_6O_{13}

I. V. Leonov¹⁾

M. N. Miheev Institute of Metal Physics, Russian Academy of Sciences, 620108 Yekaterinburg, Russia

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

Submitted 27 October 2022

Resubmitted 2 November 2022

Accepted 5 November 2022

DOI: 10.31857/S1234567822240065, EDN: nemete

During the last decades transition metal compounds have attracted much attention because of their intriguing low-temperature electronic and magnetic properties [1–3]. Many of them display complex types of spin, charge, and orbital orderings which are often accompanied by metal-insulator phase transitions driven by strong electron correlation effects [1–3]. In addition, the specific orbital ordering (OO) may result in the formation of the orbital-assisted spin Peierls state as, e.g., in CuIr_2S_4 and MgTi_2O_4 below the metal-insulator transition [4–6]. In La_2RuO_5 the competition between the Peierls-like and Jahn–Teller effects results in a remarkable insulator-to-insulator phase transition below ~ 160 K accompanied by the formation of the spin-singlet ground state [7].

While all these examples show either magnetic or nonmagnetic spin-singlet behaviors, it seems to be a rather rare phenomenon that a long-range magnetic order coexists with nonmagnetic spin-singlet states (at distinct sublattices). This remarkable behavior has been proposed in the low-temperature (LT) monoclinic phase of V_6O_{13} , a member of a homologous Wadsley series V_mO_{2m+1} and potential cathod material for Li-ion batteries. It is a mixed-valent system with both 4+ and 5+ V ions with a corresponding ratio 2-to-1, is a paramagnetic metal with a 2D layered crystal structure ($C2/m$ space group) and three crystallographically inequivalent vanadium sites [8]. At ~ 150 K, a first-order metal-insulator transition sets in V_6O_{13} which is accompanied by a crystal structure distortion to the monoclinic Pc phase and by a remarkable decrease of magnetic susceptibility [9, 10]. The phase transition at 150 K was interpreted as charge ordering at which the half of V^{4+} ions form spin-singlet pairs. The remaining V^{4+} ions are paramagnetic and order antiferromagnetically (AF) upon cooling below ~ 55 K.

In our paper, we study of the electronic structure, charge-orbital ordering, and magnetic properties [11, 12] of LT V_6O_{13} [8, 9] using the DFT and DFT + U (with the Hubbard $U = 3.75$ eV and Hund's exchange $J = 0.9$ eV) band-structure calculations [13, 14]. We obtain that the V ions in double layers formed by the V2a/V3a and V2b/V3b ions are aligned ferromagnetically with magnetic moments of $-0.14/ -0.84 \mu_B$ and $0.11/0.86 \mu_B$, respectively, while the layers are stacked AF along the a -axis. Moreover, the V1a and V1b sites are AF with spin moments of 0.86 and $-0.85 \mu_B$, respectively. In agreement with photoemission data [15, 16], the DFT + U calculations result in an opening of the energy gap of 0.2 eV. The occupied V 3d states are strongly localized and form two well defined bands below the Fermi level and in the energy range between -2 and -0.6 eV, consistent with the recent ARPES results [15, 16].

We note that the self-consistent solution obtained by DFT + U is charge and orbitally ordered. The integrated charge state of the V 3d bands in the energy range between -2 eV and the Fermi level indicates formation of the t_{2g} charge and orbital ordered state in which one of the V1 and V3 ions each has one t_{2g} orbital occupied, whereas all the V2 t_{2g} orbitals are empty. According to this we label the V1 and V3 as 4+ ($3d^1$), and V2 as 5+ ($3d^0$) V ions. This suggests that the bands near E_F are derived from the zigzag chains with mixed 4+ and 5+ V sites [15, 16]. Moreover, the V 3d occupations exhibit the $d_{xz\uparrow}/d_{xy\downarrow}$ character for the occupied V1a/V1b ions which are almost completely filled with the occupation number of ~ 0.8 (see Fig. 1). The occupied V3a/V3b states are predominantly of the d_{yz} character with population of $0.8 \bar{e}$. On the other hand, the remaining two t_{2g} orbitals of the V1 and V3 ions have a significantly smaller population of about 0.2. In contrast, the V2a/V2b 3d orbitals do not reveal any orbital polarization. Moreover, the V2a/V2b t_{2g} orbital

¹⁾e-mail: ivan.v.leonov@yandex.ru

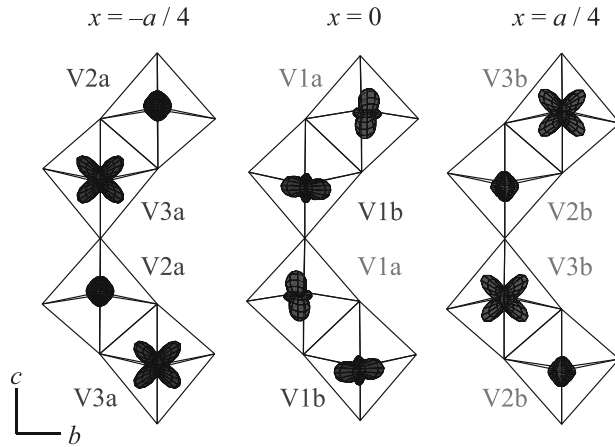


Fig. 1. (Color online) Lattice structure and orbital order projected on the (100) plane of LT V_6O_{13} . Red and blue colors correspond to the majority and minority spin, respectively

occupancies do not exceed 0.27 resulting in a remarkable charge disproportionation within the t_{2g} subshell between the V1/V3 and V2 ions. Interestingly that due to considerably larger hybridization between the O $2p$ and V2a/V2b $3d$ states the corresponding $3d$ charge disproportionation inside the atomic spheres of the V1/V3 and V2 ions is rather small, consistent with previous estimates for charge-ordered transition metal oxides.

Our analysis of exchange couplings of LT V_6O_{13} (using the Green's function method within DFT + U) [14] suggests a relatively weak interlayer coupling, less than 85 K between the V1–V2 sites. In the double V-V layer ($x = \pm a/4$) the exchange couplings in the zigzag chain (along the b -axis) are rather weak and ferromagnetic (~ 20 – 30 K), whereas the inter-chain exchanges are remarkably large and dominant (~ 220 – 348 K). In the single layer the V $4+$ ions form a sawtooth-like spin- $1/2$ zigzag chains along the b -axis which are (relatively) weakly coupled to each other. The base-base exchange coupling in the Δ -chain between the d_{xy} orbitals (ferro-orbitally ordered) on the neighboring V1b sites is large and AF (~ -420 K). Its amplitude is considerably larger than the mean base-vertex coupling (~ -280 K), i.e., a ratio between the base-base and mean base-vertex couplings in the V1 Δ -chain is smaller than the upper critical value of 1.53, below which the spin gap state occurs in the sawtooth lattice [17]. Based on this we conclude on the formation of the orbital-assisted spin-Peierls state in the single V-V layer of the system [18]. Our result agrees well with the analysis of the crystal structure below the phase transition at 150 K.

This work was supported by the state assignment of Minobrnauki of Russia (theme “Electron” # 122021000039-4).

This is an excerpt of the article “Charge-orbital ordering, magnetic state, and exchange couplings in quasi-one-dimensional V_6O_{13} ”. Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364022602524

1. M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
2. E. Dagotto, *Science* **309**, 257 (2005).
3. S. V. Streltsov and D. I. Khomskii, *Phys.-Uspekhi* **60**, 1121 (2017).
4. D. I. Khomskii and T. Mizokawa, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 156402 (2005).
5. P. G. Radaelli, Y. Horibe, M. J. Gutmann, H. Ishibashi, C. H. Chen, R. M. Ibberson, Y. Koyama, Y.-S. Hor, V. Kiryukhin, and S.-W. Cheong, *Nature (London)* **416**, 155 (2002).
6. M. Schmidt, W. Ratcliff, II, P. G. Radaelli, K. Refson, N. M. Harrison, and S. W. Cheong, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 056402 (2004).
7. P. Khalifah, R. Osborn, Q. Huang, H. W. Zandbergen, R. Jin, Y. Liu, D. Mandrus, and R. J. Cava, *Science* **297**, 2237 (2002).
8. K. A. Wilhelmi, K. Waltersson, and L. Kihlberg, *Acta. Chem. Scand.* **25**, 2675 (1971).
9. K. Kawashima, Y. Ueda, K. Kosuge, and S. Kachi, *J. Cryst. Growth.* **26**, 321 (1974).
10. S. Shin, S. Suga, M. Taniguchi, M. Fujisawa, H. Kanazaki, A. Fujimori, H. Daimon, Y. Ueda, K. Kosuge, and S. Kachi, *Phys. Rev. B* **41**, 4993 (1990).
11. T. Toriyama, T. Nakayama, T. Konishi, and Y. Ohta, *Phys. Rev. B* **90**, 085131 (2014).
12. Y. Shimizu, S. Aoyama, T. Jinno, M. Itoh, and Y. Ueda, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 166403 (2015).
13. O. K. Andersen, *Phys. Rev. B* **12**, 3060 (1975).
14. A. I. Liechtenstein, V. I. Anisimov, and J. Zaanen, *Phys. Rev. B* **52**, R5467 (1995).
15. R. Eguchi, T. Yokoya, T. Kiss, Y. Ueda, and S. Shin, *Phys. Rev. B* **65**, 205124 (2002).
16. S. Suga, A. Shigemoto, A. Sekiyama, S. Imada, A. Yamasaki, A. Irizawa, S. Kasai, Y. Saitoh, T. Muro, N. Tomita, K. Nasu, H. Eisaki, and Y. Ueda, *Phys. Rev. B* **70**, 155106 (2004).
17. F. Becca, F. Mila, and D. Poilblanc, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 067202 (2003).
18. I. Leonov, A. N. Yaresko, V. N. Antonov, U. Schwingenschlögl, V. Eyert, and V. I. Anisimov, *J. Phys. Condens. Matter* **18**, 10955 (2006).

Topological Josephson junction in transverse magnetic field

S. Backens⁺, A. Shnirman^{+*}, Yu. Makhlin^{×◦1)}

⁺Institut für Theorie der Kondensierten Materie, Karlsruhe Institute of Technology, D-76131 Karlsruhe, Germany

^{*}Institut für QuantenMaterialien und Technologien, Karlsruhe Institute of Technology, Hermann-von-Helmholtz-Platz 1, D-76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany

[×]Condensed-matter physics Laboratory, HSE University, 101000 Moscow, Russia

[◦]Landau Institute for Theoretical Physics, 142432 Chernogolovka, Russia

Submitted 28 October 2022
 Resubmitted 8 November 2022
 Accepted 9 November 2022

DOI: 10.31857/S1234567822240077, EDN: nepsna

We consider an S-TI-S Josephson junction between two s-wave superconducting (S) electrodes on top of a topological-insulator (TI) material in transverse magnetic field, Fig. 1. Majorana zero modes (MZM's) reside at periodically located nodes of Josephson vortices. We find that hybridization of these modes is prohibited by symmetries of the problem at vanishing chemical potential, which ensures better protection of zero modes and yields methods to control the tunnel coupling between Majorana modes for quantum information processing applications.

Topologically-protected quantum manipulations with Majorana zero modes are extensively studied theoretically and experimentally due to their exotic properties, including exchange statistics, and their possible use in platforms for topological quantum computation [1–3]. In particular, hybrid superconductor-topological insulator structures were discussed. Fu and Kane analyzed a topological Josephson junction between superconductor films on top of a topological insulator [4, 5] and demonstrated the appearance of Majorana edge states. Here we consider a setup where Majorana bound states are point-like structures bound to Josephson vortices in an external magnetic field perpendicular to the surface [6]. Such devices were discussed as a platform for topological quantum computation [7]. We find that the tunnel coupling between the MZM's vanishes at zero chemical potential. This should be taken into account in the design of experiments with MZM's on Josephson vortices and also suggests that coupling and hybridization of various MZM's may be controlled, in particular, via the chemical potential. Note similar observations for a 2D vortex lattice [8].

Due to proximity effect, superconducting correlations are induced in the surface layer of the topological insulator. The states in this layer can be described by the Bogolyubov–de-Gennes (BdG) Hamiltonian

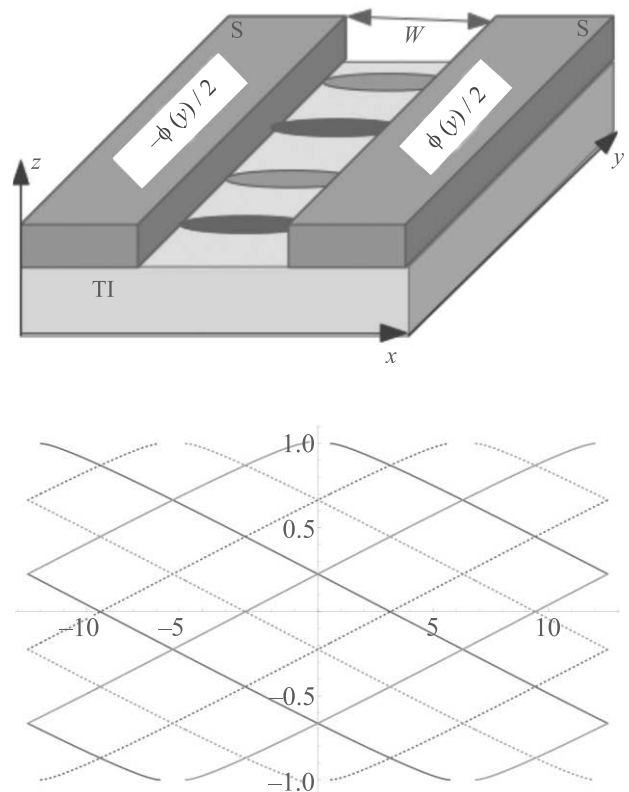


Fig. 1. (Color online) Top: S-TI-S Josephson junction in a transverse magnetic field $\parallel \hat{z}$. Blue and orange spots indicate location of Majorana bound states. Bottom: Eigenenergies $\epsilon_n(\phi)$ of h_0 for $W = 6.0\xi$

ian $H = \frac{1}{2} \int dx dy \Psi^\dagger h \Psi$, where $\Psi = [\psi_\uparrow, \psi_\downarrow, \psi_\downarrow^\dagger, -\psi_\uparrow^\dagger]^T$ and

$$h = v \left(\sigma_x [-i\hbar \partial_x] + \sigma_y \left[-i\hbar \partial_y + \frac{e}{c} A_y(x) \tau_z \right] \right) \tau_z + \Delta(x, y) \tau_+ + \Delta^*(x, y) \tau_- - \mu \tau_z, \quad (1)$$

with the Pauli matrices σ and τ referring to the spin and Bogolyubov–Nambu particle-hole space, respectively. For the distribution of the transverse magnetic

¹⁾e-mail: makhlin@itp.ac.ru

field $\mathbf{H} = H\hat{z}$ around the gap of width W between the superconducting electrodes, we choose the gauge with $\Delta = \Delta_0 e^{\pm i\phi/2}$ in the leads with the phase $\phi(y) = (2\lambda_L + W)H_0 \frac{2\pi}{\Phi_0} y$, Fig. 1. We assume that the corresponding magnetic length $l_B = [(2\lambda_L + W)H_0/\Phi_0]^{-1}$ exceeds the relevant coherence length $\xi = \hbar v/\Delta_0$.

Properties of the solutions are to large extent determined by symmetries of the Hamiltonian. They include the particle-hole symmetry $C = \sigma_y \tau_y K$, which inverts energies: $C^{-1}hC = -h$. Further, for $\mu = 0$, the case of our special interest below, there is a (quasi) time-reversal symmetry $T = \sigma_x \tau_x K$, with $T^{-1}hT = h$, and $T^2 = 1$. Their product defines the chiral symmetry $S = \sigma_z \tau_z$. Finally, an extra symmetry operator,

$$F = \sigma_x \tau_x I_x, \quad (2)$$

is defined via the x inversion I_x .

We split the Hamiltonian into

$$h_0(y) = -i\hbar v \sigma_x \tau_z \partial_x + [\Delta(x, y)\tau_+ + \text{h.c.}] - \mu\tau_z \quad (3)$$

and

$$h_1 = v \sigma_y \left[-i\hbar \partial_y + \frac{e}{c} A_y(x)\tau_z \right] \tau_z, \quad (4)$$

and first diagonalize h_0 for each value of y (or ϕ):

$$\hat{h}_0(y)|\nu\rangle_y = \epsilon_\nu(y)|\nu\rangle_y \quad (5)$$

or equivalently, $\hat{h}_0(\phi)|\nu\rangle_\phi = \epsilon_\nu(\phi)|\nu\rangle_\phi$. Later, we take h_1 into account, which glues these 1D states into 2D wave functions.

The resulting eigenstates are classified by the eigenvalues of the symmetry operators F (blue, $F = 1$, and orange, $F = -1$, color in the figures) and σ_x , an extra symmetry of h_0 . The respective spectrum ϵ_ν , cf. Fig. 1, depends on ϕ (or y), and has zero modes [4] at $\phi = \pi + 2\pi n$:

$$[1, \sigma_x, \sigma_x F, F]^T \cdot e^{-\int_0^{|\phi|} |\Delta(x')| dx'} \quad (6)$$

with $F = (-1)^n$ (note another gauge used in [4]). We mark an eigenstate $\epsilon_\nu(y)$ of h_0 with $\nu = (n, \pm)$, where $\pm = -\sigma_x$ is the sign of its slope.

We further work in the eigenbasis (5) of h_0 , in contrast to [4]. First, we account for the kinetic part h_{kin} of h_1 and then treat the remaining \tilde{h}_1 perturbatively. Since h_{kin} couples only the levels within each charge conjugate pair $n\pm$, the BdG equation factorizes into 2×2 equations with

$$h_{\text{eff}} = -iv\rho_y \partial_y + \epsilon_n(y)\rho_z. \quad (7)$$

Here ρ are a new set of Pauli matrices in the basis $n\pm$.

The energy ϵ_n vanishes at coordinates $y = y_n$ with phase $\phi(y_n) = \pi + 2\pi n$. Around this point we linearize $\epsilon_n(y) = \alpha(y - y_n)$ and obtain an exactly solvable [6, 7]

$$h_{\text{eff}} = -iv\rho_y \partial_y + \alpha(y - y_n)\rho_z \quad (8)$$

with $\alpha \propto \partial_y \phi$. This equation has a zero mode near y_n and a set of ‘‘Landau levels’’. In the regime we consider, $l_B \gg \xi$, many Landau levels fit below the gap Δ_0 .

Taking into account \tilde{h}_1 may tunnel-couple zero modes at different nodes $\phi = \pi + 2\pi n$, pushing them away from zero energy. We showed that this is not the case, and at $\mu = 0$ the modes remain at zero energy, forming a flat band, cf. [8] for a 2D vortex lattice.

Indeed, from Eq. (8) one observes that the zero mode at each node, $|n+\rangle + S|n-\rangle$, is chiral with the same chirality $S = \sigma_z \tau_z = -\text{sign } \alpha$ for all nodes. We showed that adding \tilde{h}_1 does not alter this property. While the zero modes remain decoupled, other levels near a certain node can be perturbed due to coupling to another node.

Our result is in agreement with the general classification of zero modes [9], which implies that the number of MZM’s is topologically protected and given by the total phase drop accumulated around the defects within the Josephson junction.

Coupling between the MZM’s in this setting was suggested as a method to braid them [7], which would allow for topologically protected quantum operations. While the coupling vanishes at $\mu = 0$, a finite coupling may be achieved for $\mu \neq 0$, which also permits controlling its strength.

Furthermore, finite coupling can be realized if two MZM’s have different chiralities. Since the chirality depends on the sign of the magnetic field ($\text{sign } \alpha$ in Eq. (8)), this can be effected with a nonuniform magnetic field distribution: for instance, with a ‘‘domain wall’’ of $H(y) = H_0 \text{sign } y$ or an oscillatory $H(y)$. The corresponding structures would allow for controlled quantum operations with Majorana modes.

This research was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft under grants #SH81/6-1 and #SH81/7-1 and Russian Science Foundation under #21-42-04410.

This is an excerpt of the article ‘‘Topological Josephson junction in transverse magnetic field’’. Full text of the paper is published in JETP Letters journal. DOI: 10.1134/S0021364022602561

1. C. Nayak, S.H. Simon, A. Stern, M. Freedman, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **80**, 1083 (2008).
2. S. Das Sarma, M. Freedman, and C. Nayak, NJP Quantum Inf. **1**, 15001 (2015).
3. A. Yu. Kitaev, Ann. Phys. **303**, 2 (2003).
4. L. Fu and C.L. Kane, Phys. Rev. Lett. **100**, 096407 (2008).
5. L. Fu and C.L. Kane, Phys. Rev. Lett. **102**, 216403 (2009).
6. A. C. Potter and L. Fu, Phys. Rev. B **88**, 121109 (2013).
7. S. S. Hegde, G. Yue, Y. Wang, E. Huemiller, D. Van Harlingen, and S. Vishveshwara, Ann. Phys. **423**, 168326 (2020).
8. C.-K. Chiu, D. I. Pikulin, and M. Franz, Phys. Rev. B **91**, 165402 (2015).
9. J. C. Y. Teo and C. L. Kane, Phys. Rev. B **82**, 115120 (2010).

Спектр возбуждений в ансамбле бозонов Хаббарда

В. В. Вальков¹⁾

Институт физики им. Л. В. Киренского, Федеральный исследовательский центр
“Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук”, 660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 27 октября 2022 г.

После переработки 6 ноября 2022 г.

Принята к публикации 6 ноября 2022 г.

На основе атомного представления и метода Дайсона с введением индефинитной метрики развит подход, позволяющий в режиме сильных корреляций ($U \gg |t_{fm}|$) корректно вывести уравнения, описывающие бозе-конденсацию и спектр элементарных возбуждений бозонного ансамбля Хаббарда. В такой системе существенную роль играет кинематическое взаимодействие Дайсона, обусловленное свойствами коммутационных соотношений динамических переменных. В рамках операторной формы теории возмущений при конечных U получен эффективный гамильтониан и показано, что свойства ансамбля бозонов Хаббарда, кроме кинематического взаимодействия, определяются также коррелированными перескоками и притяжением между хаббардовскими бозонами. Численные расчеты продемонстрировали влияние этих взаимодействий на характеристики энергетического спектра возбуждений ансамбля бозонов Хаббарда, а также на зависимости концентрации конденсатных частиц от концентрации бозонов в системе.

DOI: 10.31857/S1234567822240089, EDN: neukuu

1. Введение. Статические и кинетические свойства однокомпонентной бозе-системы [1–3], а также многокомпонентных смесей ультрахолодных атомов [4–6] в значительной степени определяются конкуренцией между конденсацией Бозе–Эйнштейна и межатомным взаимодействием. Подобные эффекты могут наблюдаться также и в ультрахолодных молекулах [7]. В последнее время актуальными стали исследования, связанные с наблюдением в сильно вырожденных полупроводниках индуцированной электромагнитным полем Бозе конденсации электронно-дырочных пар [8]. Поскольку величиной межатомного взаимодействия можно управлять посредством изменения условий резонанса Фешбаха, то ультрахолодный Бозе ансамбль атомов, молекул, или электронно-дырочных пар представляет собой перспективную платформу для изучения многочастичных эффектов и развития теоретических представлений [9].

Аналитические методы исследования бозе-эйнштейновской конденсации хорошо разработаны для относительно слабого взаимодействия бозонов [10]. В этом случае использование свойства макроскопической заселенности состояния с нулевым значением квазиимпульса и среднеполевого приближения для оператора взаимодействия позволяет получать удовлетворительные результаты.

Если же взаимодействие бозонов превосходит их

кинетическую энергию, то метод Боголюбова [10] нуждается в корректировке. Этого можно достичь, например, посредством применения атомного представления [11], которое активно используется в теории сильно коррелированных электронных систем [12–17]. При таком подходе оператор взаимодействия бозонов на одном узле приобретает диагональный вид, что дает возможность корректно учесть вклады в наблюдаемые характеристики от этого оператора при любом значении параметра взаимодействия.

В данной работе применение атомного представления [11] и метода Дайсона [18], использующего индефинитную метрику, позволило рассмотреть конденсацию Бозе–Эйнштейна в режиме, когда взаимодействие бозонов значительно превосходит их кинетическую энергию. В этом случае конденсация сильно коррелированных бозонов происходит при участии кинематического взаимодействия Дайсона [18], являющегося результатом особых коммутационных соотношений для операторов Хаббарда.

2. Бозоны в оптической решетке. В работе [19] было показано, что система ультрахолодных атомов в оптической решетке описывается гамильтонианом Бозе–Хаббарда

$$H = \sum_f [(\varepsilon - \mu)\hat{n}_f + \frac{U}{2}\hat{n}_f(\hat{n}_f - 1)] - \sum_{fm} t_{fm}c_f^\dagger c_m, \quad (1)$$

в котором суммирование происходит по решеточным узлам, нумеруемым индексами f и m . Бозевские операторы c_f и c_m^\dagger удовлетворяют обычным перестано-

¹⁾e-mail: vvv@iph.krasn.ru

вочным соотношениям: $[c_f, c_m^+]_- = c_f c_m^+ - c_m^+ c_f = \delta_{fm}$, δ_{fm} – символ Кронекера, $\hat{n}_f = c_f^+ c_f$ – оператор числа бозонов на узле f . Энергия атома на узле f обозначена как ε , а μ – химпотенциал системы. Интенсивность перескока атома между ближайшими узлами m и f описывается параметром t_{fm} . Энергия парного взаимодействия бозонов, находящихся на одном узле, обозначена через U .

В дальнейшем рассматриваем режим сильных корреляций $U \gg |t_{fm}|$. В этом случае естественно использовать формализм, в котором оператор взаимодействия включается в гамильтониан нулевого приближения, а перескоки в оператор возмущения.

3. Атомное представление, бозоны Хаббарда и кинематическое взаимодействие. Реализация сформулированной концепции, как известно, достигается посредством перехода к атомному представлению. Введем собственные состояния $|n\rangle$ оператора c^+c :

$$c^+c |n\rangle = n |n\rangle, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

Здесь временно опущен индекс узла f , который в дальнейшем легко восстанавливается, n обозначает число бозонов в состоянии $|n\rangle$. Поскольку

$$c|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle, \quad c^+|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle, \quad (3)$$

то операторы c и c^+ в атомном представлении записываются следующим образом

$$c^+ = \sum_{n=0} \sqrt{n+1} X^{n+1,n}, \quad c = \sum_{n=0} \sqrt{n+1} X^{n,n+1}. \quad (4)$$

В этих выражениях операторы Хаббарда

$$X^{n+1,n} = |n+1\rangle\langle n|, \quad X^{n,n+1} = |n\rangle\langle n+1|, \quad (5)$$

действуя на состояния с n и $n+1$ числом бозонов переводят их соответственно в состояния, с числом бозонов $n+1$ и n . Поэтому операторы $X^{n+1,n}$ и $X^{n,n+1}$ можно рассматривать соответственно как операторы рождения и уничтожения такого бозона (в дальнейшем будем называть его бозоном Хаббарда по аналогии с введенными ранее для сильно коррелированных электронных систем фермионов Хаббарда), который жестко связан с конкретным переходом. Имея это в виду, можно сказать, что бозоны Хаббарда являются цветными.

Это обстоятельство определяет важнейшее отличие исходного бозона, описываемого операторами c и c^+ , от “цветных” бозонов Хаббарда. Из (4) видно, что первоначальному бозону соответствует суперпозиция цветных бозонов Хаббарда со своими весовыми множителями.

Физическим следствием “цветности” бозонов Хаббарда является кинематическое взаимодействие между ними, которое в математическом отношении проявляется как результат коммутационных соотношений для операторов Хаббарда

$$[X_f^{n,m}, X_g^{p,q}]_- = \delta_{fg}(\delta_{mp} X_f^{n,q} - \delta_{nq} X_f^{p,m}), \quad (6)$$

соответствующих алгебре Ли.

Следует подчеркнуть, что впервые на существование особого взаимодействия в системах, динамические переменные которых описываются операторами, подчиняющимися алгебре Ли, обратил внимание Дайсон [18]. Он же назвал это взаимодействие кинематическим.

Важная роль кинематического взаимодействия в сильно коррелированных электронных системах отмечалась ранее в работах [12–17].

С учетом полученных выражений гамильтониан принимает необходимую форму

$$H = H_0 + \hat{T}, \quad (7)$$

в которой оператор

$$H_0 = \sum_f \sum_{n=0} E_n X_f^{n,n}, \quad (8)$$

$$E_n = (\varepsilon - \mu)n + Un(n-1)/2, \quad (9)$$

имеет диагональный вид и точно учитывает одноузельное взаимодействие бозонов.

Второе слагаемое (7) определяется выражением:

$$\hat{T} = -t \sum_{f\Delta} \sum_{n,m=1} \sqrt{nm} X_f^{n,n-1} X_{f+\Delta}^{m-1,m} \quad (10)$$

и описывает процессы перескоков бозонов Хаббарда между ближайшими узлами.

Подчеркнем, что несмотря на квадратичную по X_l^{rt} форму, оператор H_{int} неявно отражает наличие отмеченного выше кинематического взаимодействия между бозонами Хаббарда.

4. Предел сильного взаимодействия. Влияние кинематического взаимодействия на свойства системы бозонов Хаббарда проведем прежде всего в режиме, когда это взаимодействие проявляется в чистом виде. С этой целью рассмотрим предельный случай $U \rightarrow \infty$, $n < 1$, для которого актуальный сектор гильбертова пространства формируется на основе прямого произведения подпространств, определяемых базисными векторами $|0, f\rangle$ и $|1, f\rangle$.

Возникающая в отмеченном пределе система бозонов Хаббарда описывается гамильтонианом

$$H_\infty = \sum_f (\varepsilon - \mu) X_f^{11} - t \sum_{f\Delta} X_f^{10} X_{f+\Delta}^{01}. \quad (11)$$

Решение задачи о бозе-конденсации и спектре возбуждений проведем на основе метода Дайсона [18].

Введем новые бозевские операторы a_f и a_f^\dagger , через которые определим псевдохаббардовские операторы

$$\begin{aligned}\tilde{X}_f^{11} &= a_f^\dagger a_f, & \tilde{X}_f^{00} &= 1 - a_f^\dagger a_f, \\ \tilde{X}_f^{10} &= a_f^\dagger, & \tilde{X}_f^{01} &= (1 - a_f^\dagger a_f) a_f,\end{aligned}\quad (12)$$

удовлетворяющие тем же самым коммутационным соотношениям, что и операторы Хаббарда X_f^{nm} .

Если формально отождествить операторы \tilde{X}_f^{nm} и X_f^{nm} , то формулы (12) соответствуют преобразованию Дайсона-Малева [18, 20] для спиновых операторов со спином $S = 1/2$.

В действительности, \tilde{X}_f^{nm} и X_f^{nm} разные операторы. Прежде всего, они действуют в гильбертовых пространствах разной размерности. Во-вторых, из (12) видно, что операторы \tilde{X}_f^{01} и \tilde{X}_f^{10} не являются эрмитовыми по отношению друг к другу.

Поскольку свойство эрмитовой сопряженности непосредственно связано с определением скалярного произведения, то Дайсон [18] предложил ввести новую метрику (оказавшейся индефинитной), в которой эрмитовая сопряженность отмеченных операторов будет иметь место.

Реализация такой программы приводит к алгоритму получения точных бозе-аналогов квантовых $SU(2)$ и $SU(3)$ гамильтонианов [21, 22]

$$H(a_f, a_f^\dagger) = \hat{F} H(\tilde{X}), \quad (13)$$

где \hat{F} – метрический оператор. В нашем случае [21]

$$\hat{F} = \prod_f \hat{F}_f, \quad \hat{F}_f = 1 + \sum_{n=2} A_n (a_f^\dagger)^n a_f^n, \quad (14)$$

$$A_2 = -1/2, \quad A_3 = 1/3, \quad A_4 = -1/8, \quad \dots, \quad (15)$$

а оператор $H(\tilde{X})$ получается из (11) посредством замены в нем операторов Хаббарда на псевдохаббардовские (12). Заметим, что наличие метрического оператора не только решает проблему эрмитовости бозевского гамильтониана, но и позволяет корректно отсеять вклады от так называемых нефизических состояний. Последнее обстоятельство связано с тем, что в атомном представлении одноузельное гильбертово пространство определяется двумя базисными векторами, тогда как размерность одноузельного бозевского базиса бесконечна.

Используя приведенные выше выражения и оставляя в бозе-аналоге слагаемые не выше четвертой степени по операторам вторичного квантования,

получим, что в квазиимпульсном представлении система описывается гамильтонианом:

$$\begin{aligned}H &= \sum_k (\varepsilon - \mu - t_k) a_k^\dagger a_k - \\ &- \frac{1}{N} \sum_{1-4} (\varepsilon - \mu - t_1 - t_4) a_1^\dagger a_2^\dagger a_3 a_4 \Delta(1+2-3-4),\end{aligned}\quad (16)$$

где фурье-образ t_k связан с параметрами t_{fm} обычным соотношением $t_{fm} = (1/N) \sum_k \exp[ik(f-m)] t_k$.

Во втором слагаемом правой части уравнения (16) для краткости квазиимпульсы обозначены цифрами. Символ Кронекера $\Delta(1+2-3-4)$ отражает закон сохранения квазиимпульса при взаимодействии.

Заметим, что учет метрического оператора \hat{F} в (13) приводит к ренормировке матричного элемента взаимодействия бозонов.

При вычислении спектра элементарных возбуждений необходимо учесть бозе-конденсацию при нулевом значении квазиимпульса [10]. Для этого проведем операцию “сдвига” [23]

$$a_0 \longrightarrow \sqrt{N_0} + \alpha_0, \quad a_0^\dagger \longrightarrow \sqrt{N_0} + \alpha_0^\dagger, \quad (17)$$

в которой N_0 – среднее число частиц в конденсате, а α_0 и α_0^\dagger – новые операторы, обусловленные флуктуациями числа конденсатных частиц.

После подстановки преобразования (17) в (16) гамильтониан принимает вид:

$$H = E_0 + H_{(2)} + H_{(4)}, \quad (18)$$

где

$$E_0 = (1 - n_0)(\varepsilon - \mu - t_0) N_0 + t_0 n_0 N_0 \quad (19)$$

есть энергия находящихся в конденсате частиц, полученная без учета флуктуационных ренормировок. Через $n_0 = N_0/N$ обозначена узельная плотность бозонного конденсата.

При записи (18) учтено требование равенства нулю линейной по операторам α_0 и α_0^\dagger формы. Это дает первое уравнение системы для нахождения n_0 и μ :

$$(1 - 2n_0)(\varepsilon - \mu - t_0) = -2n_0 t_0. \quad (20)$$

Оператор $H_{(2)}$ имеет стандартную структуру

$$H_{(2)} = \sum_{k \neq 0} [A_k a_k^\dagger a_k + \frac{1}{2} B_k (a_k^\dagger a_{-k}^\dagger + a_{-k} a_k)], \quad (21)$$

в которой

$$\begin{aligned}A_k &= (1 - 4n_0)\Gamma_k + t_0, & B_k &= -2n_0\Gamma_k, \\ \Gamma_k &= \varepsilon - \mu - t_0 - t_k.\end{aligned}\quad (22)$$

Диагонализация (21) посредством преобразования Боголюбова

$$a_k = \cosh(\varphi_k)b_k + \sinh(\varphi_k)b_{-k}^+, \quad (23)$$

в котором: $\cosh(2\varphi_k) = A_k/\omega_k$, $\sinh(2\varphi_k) = -B_k/\omega_k$ приводит к выражению для энергии возбуждения

$$\omega_k = \sqrt{(1-2n_0)(1-6n_0)\varepsilon_k^2 + 4n_0t_0\varepsilon_k}, \quad (24)$$

в котором $\varepsilon_k = t_0 - t_k$.

При этом второе уравнение системы для вычисления n_0 и μ имеет вид:

$$n = n_0 + \frac{1}{2N} \sum_k \frac{A_k - \omega_k}{\omega_k}. \quad (25)$$

Совместное решение уравнений (20) и (25) при использовании выражения (24) позволяет проследить за изменением спектра возбуждений при возрастании концентрации частиц в системе.

Численные расчеты проводились для двумерной решетки при учете перескоков только между ближайшими узлами. Соответствующий интеграл перескока обозначен через t . В этом случае

$$t_0 = 4t, \quad t_k = 4t\gamma_k, \quad \gamma_k = (\cos(k_x) + \cos(k_y))/2.$$

На рисунке 1 представлены результаты численных расчетов энергетического спектра элементарных возбуждений в ансамбле бозонов Хаббарда в режиме предельно сильных одноузельных корреляций. Кинематическое взаимодействие хаббардовских бозонов проявляется в двух отношениях. Во-первых, появляются надконденсатные частицы, поскольку $n_0 < n$, а спектр элементарных возбуждений на малых значениях квазиимпульса приобретает линейный характер. При этом относительная доля надконденсатных частиц возрастает с возрастанием n , когда вклад кинематического взаимодействия увеличивается. Кроме того, увеличение n сопровождается возрастанием жесткости элементарных возбуждений при малых значениях квазиимпульса.

5. Режим больших, но конечных U . Если $|t_{fm}| \ll U < \infty$, то даже при $n < 1$ перескоки бозонов Хаббарда сопровождаются появлением состояний с двукратным заполнением. Поскольку такие состояния обладают большой энергией, то их генерирование носит виртуальный характер и проявляется в виде возникновения эффективного межузельного взаимодействия хаббардовских бозонов.

Для получения вида этого взаимодействия воспользуемся операторной формой теории возмущений [24, 25]. В рассматриваемом случае актуальный

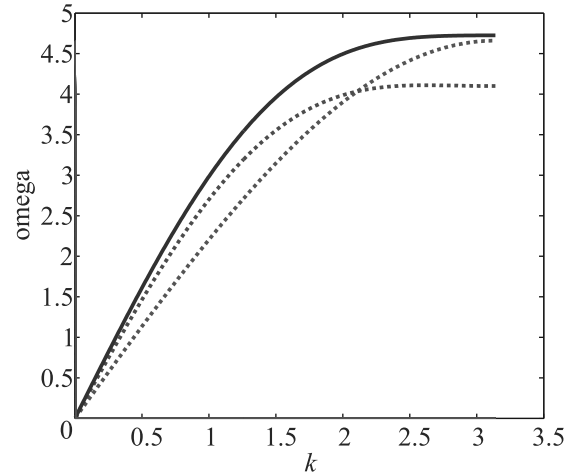


Рис. 1. (Цветной онлайн) Квазиимпульсные зависимости энергий возбуждений в ансамбле бозонов Хаббарда при $U = \infty$ в направлении главной диагонали зоны Бриллюэна ($k_x = k_y = k$). Красная пунктирная линия: $n = 0.25, n_0 = 0.164$; зеленая штриховая линия: $n = 0.6, n_0 = 0.282$; синяя сплошная линия: $n = 0.98, n_0 = 0.341$

сектор гильбертова пространства определяется прямым произведением одноузельных подпространств, построенных на базисных векторах $|f, 0\rangle$ и $|f, 1\rangle$.

Определив проекционный оператор на этот сектор в виде $\hat{P} = \prod_f (X_f^{00} + X_f^{11})$, получим, что с точностью до членов второго порядка малости по параметру $|t_{fm}|/U$ эффективный гамильтониан рассматриваемого ансамбля определяется выражением

$$H_{\text{eff}} = \hat{P}H\hat{P} + \hat{P}\hat{T}\frac{1}{H_0 - E_0}(\hat{P}\hat{T}\hat{P} - \hat{T}\hat{P}), \quad (26)$$

в котором E_0 — энергия нулевого приближения.

Проводя несложные вычисления, находим

$$H_{\text{eff}} = H_{\infty} - \hat{V}, \quad \hat{V} = V \left(\sum_{f\Delta} X_{f+\Delta}^{11} X_f^{11} + \sum_{f\Delta \neq \Delta_1} X_{f+\Delta}^{10} X_f^{11} X_{f+\Delta_1}^{01} \right), \quad (27)$$

где H_{∞} определен формулой (11), а параметр взаимодействия $V = 2t^2/U$. Суммирование по Δ и Δ_1 означает суммирование по ближайшим узлам.

Применяя тот же метод перехода к бозевскому представлению для гамильтониана, что и в предыдущем параграфе, находим, что в рассматриваемом приближении A_q и B_q получают замену:

$$A_q \longrightarrow A_q - 2n_0 \left(\frac{t_0^2}{U} \right) (1 + \gamma_q)^2, \quad B_q \longrightarrow B_q - 4n_0 \left(\frac{t_0^2}{U} \right) \gamma_q. \quad (28)$$

При этом первое уравнение системы для n_0 и μ принимает вид

$$(1 - 2n_0)(\varepsilon - \mu) = [1 - 4n_0(1 - t_0/U)]t_0, \quad (29)$$

а второе уравнение имеет тот же вид (25).

Из приведенных формул следует аналитическое выражение для квадрата спектра элементарных возбуждений ансамбля бозонов Хаббарда при учете кинематического взаимодействия Дайсона, межузельного притяжения между хаббардовскими бозонами, а также коррелированных перескоков:

$$\omega_k^2 = [1 - 2n_0(1 - l_k)][1 - 2n_0(3 - r_k)]\varepsilon_k^2 + 4n_0t_0[1 - 2\frac{t_0}{U}][1 + \frac{2n_0}{1 - 2n_0}l_k]\varepsilon_k, \quad (30)$$

где

$$l_k = \frac{t_0 + t_k}{U}, \quad r_k = \frac{5t_0 + t_k}{U}. \quad (31)$$

На рисунке 2 представлены результаты численных вычислений спектра бозевских возбуждений в ансамбле бозонов Хаббарда при $U = 10t$ в том же приближении ближайших соседей. В данном случае, кроме кинематического взаимодействия между хаббардовскими бозонами реализуется притяжение, а также коррелированные перескоки. Это следует из вида оператора (27).

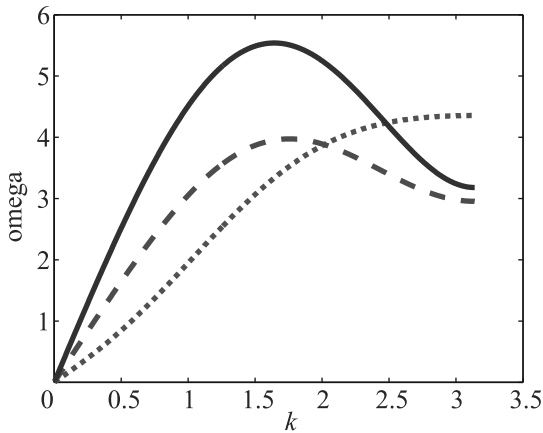


Рис. 2. (Цветной онлайн) Квазиимпульсные зависимости энергий возбуждений в ансамбле бозонов Хаббарда при $U = 10t$ в направлении главной диагонали зоны Бриллюэна. Красная пунктирная линия: $n = 0.25, n_0 = 0.2235$; зеленая штриховая линия: $n = 0.6, n_0 = 0.40315$; синяя сплошная линия: $n = 0.98, n_0 = 0.4558$

Видно, что возрастание концентрации бозонов в системе приводит к увеличению вклада, связанного с притяжением бозонов. В результате в квазиимпульсной зависимости ω_q появляется особенность, характеризующая уменьшением энергии возбуждения с

ростом квазиимпульса. Качественно такая картина соответствует появлению ротонного участка спектра.

На рисунке 3 показаны зависимости концентрации частиц, находящихся в конденсате, от полной концентрации бозонов в системе. Видно, что разность $n - n_0$ увеличивается с ростом n . Наибольшее значение эта разность имеет место при $U = \infty$. Для конечных значений U эта разность меньше. Физически это является следствием того, что на фоне кинематического взаимодействия бозонов Хаббарда начинает проявляться притяжение между ними $\sim t^2/U$, которое растет при уменьшении U .

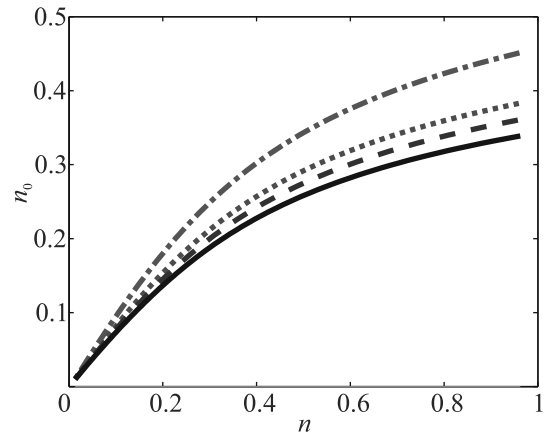


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости конденсатных концентраций n_0 от полной концентрации частиц n в $2D$ решетке при различных значениях U : $U = 10t$ – красная штрих-пунктирная линия; $U = 25t$ – зеленая штриховая линия; $U = 50t$ – синяя пунктирная линия; $U = \infty$ – черная сплошная линия

Из представленных зависимостей следует, что даже при $n \sim 1$, когда взаимодействие наиболее эффективно, доля конденсатных бозонов не меньше 30%. В этой связи заметим, что в He-4 эта доля не превышает 10%. Такое расхождение является естественным следствием используемого приближения, когда игнорируются флуктуационные вклады. Их учет может быть реализован на основе диаграммной формы теории возмущений. При этом существенно, что предложенный метод позволяет находить затравочные функции Грина, необходимые для вычисления петлевых ренормировок. Соответствующие вычисления составят предмет отдельной работы.

6. Заключение. Развитый в работе метод изучения свойств сильно коррелированного бозонного ансамбля заключается в последовательном применении известных в теории конденсированного состояния концепций.

Прежде всего это идеология атомного представления, позволяющая сильное бозонное взаимодей-

ствие учитывать точно в гамильтониане нулевого приближения, а оператор кинетической энергии рассматривать по теории возмущений.

В атомном представлении динамическими переменными являются операторы Хаббарда, описывающие внутриузельные переходы. Соответственно этому по узлам решетки перемещаются не первоначальные бозоны, а “цветные” бозоны Хаббарда. “Цветность” обусловлена тем, что каждому внутриузельному переходу однозначно соответствует свой бозон Хаббарда. При этом исходные бозоны представляются в виде линейной суперпозиции “цветных” бозонов Хаббарда со своими весовыми вкладами.

Поскольку коммутационные соотношения для операторов Хаббарда соответствуют алгебре Ли, то между бозонами Хаббарда реализуется кинематическое взаимодействие Дайсона.

Вторая концепция основана на методе Дайсона и заключается в получении точного бозевского аналога гамильтониана ансамбля хаббардовских бозонов посредством введения псевдохаббардовских операторов и индефинитной метрики. Применение такой метрики позволяет восстановить эрмитовость получаемого бозевского гамильтониана, а также отсеять вклады от нефизических состояний.

В пределе бесконечно большого параметра U и $n < 1$ изучено влияние кинематического взаимодействия бозонов Хаббарда на характеристики бозе-конденсации и спектра элементарных возбуждений. В аналитическом виде получено выражение для спектра и вычислена зависимость концентрации бозонного конденсата от концентрации бозонов.

Третья концепция связана с использованием операторной формы теории возмущений, позволяющей получить эффективный гамильтониан при конечных, но больших значениях U . В этом случае, кроме кинематического взаимодействия бозонов Хаббарда, возникают коррелированные перескоки таких бозонов, а также межузельное взаимодействие между ними, имеющее характер притяжения. Его интенсивность в приближении ближайших соседей определяется выражением $V = 2t^2/U$, где t – параметр перескока между ближайшими узлами. В результате в ансамбле бозонов Хаббарда в режиме $t \ll U$ конкуренция двух видов взаимодействия значительно сказывается на спектральных и термодинамических

характеристиках системы. В частности, в квазиимпульсной зависимости энергии элементарных возбуждений появляется особенность, соответствующая ротонному участку спектра.

1. G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J.-Y. Courtois, and C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2249 (1993).
2. P. S. Jessen and I. H. Deutsch, *Adv. At., Mol., Opt. Phys.* **37**, 95 (1996).
3. A. J. Kerman, V. Vuletic, C. Chin, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 439 (2000).
4. В. П. Рубан, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 539 (2021).
5. В. П. Рубан, *ЖЭТФ* **160**, 912 (2021).
6. В. П. Рубан, *Письма в ЖЭТФ* **115**, 450 (2022).
7. А. П. Зинган, О. Ф. Васильева, П. И. Хаджи, *ЖЭТФ* **156**, 843 (2019).
8. П. П. Васильев, *Письма в ЖЭТФ* **115**, 35 (2022).
9. Van Thu Nguyen, *ЖЭТФ* **162**, 177 (2022).
10. Н. Н. Боголюбов, *Изв. Ан. СССР, Сер. физ.* **VI**(1), 77 (1947).
11. J. Hubbard, *Proc. Roy. Soc., A* **285**, 542 (1965).
12. Р. О. Зайцев, *ЖЭТФ* **68**, 207 (1975).
13. Р. О. Зайцев, *ЖЭТФ* **70**, 1100 (1976).
14. Ю. А. Изюмов, *УФН* **161**, 1 (1991).
15. Ю. А. Изюмов, *УФН* **165**, 403 (1995).
16. Ю. А. Изюмов *УФН*, **167**, 465 (1997).
17. В. В. Вальков, С. Г. Овчинников, *Квазичастицы в сильно коррелированных системах*, Изд-во СО РАН, Новосибирск (2001) [S. G. Ovchinnikov, V. V. Val'kov, *Hubbard Operators in the Theory of Strongly Correlated Electrons*, Imperial College Press, London (2004)].
18. F. Dyson, *Phys. Rev.* **102**(1217), 1230 (1956).
19. D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3108 (1998).
20. С. В. Малеев, *ЖЭТФ* **33**, 1010 (1957).
21. В. В. Вальков, Т. А. Валькова, *Письма в ЖЭТФ* **52**, 1179 (1990).
22. В. В. Вальков, Т. А. Валькова, *ЖЭТФ* **99**, 1881 (1991).
23. D. van Oosten, P. van der Straten, and H. T. C. Stoof, *Phys. Rev. A* **63**, 053601 (2001).
24. Н. Н. Боголюбов, *Лекции по квантовой статистике*, Наукова думка, Киев (1949).
25. С. В. Тябликов, *Методы квантовой теории магнетизма*, Наука, М. (1965).

Инерционный возвратно-поступательный фотомотор

В. М. Розенбаум^{+*1)}, И. В. Шапочкина^{+*}, Л. И. Трахтенберг^{×°}

⁺Белорусский государственный университет, 220050 Минск, Беларусь

^{*}Совместный институт ДПУ и БГУ, Даляньский политехнический университет, 116024 Далянь, КНР

[×]Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 119991 Москва, Россия

[°]Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 октября 2022 г.

После переработки 30 октября 2022 г.

Принята к публикации 3 ноября 2022 г.

Представлена теория инерционного возвратно-поступательного броуновского мотора, приводимого в движение детерминистическими дихотомными флуктуациями параметров броуновской частицы и удерживающих потенциалов (которые могут быть реализованы оптическими методами). В случае параболических потенциалов равновесные и неравновесные флуктуации оказываются не связанными между собой, что позволяет свести решение уравнения Клейна–Краммерса к решению чисто механико-динамической задачи. Учет инерционных эффектов приводит к немонотонной зависимости средней скорости движения мотора (характеризующей эффективность преобразования поступающей энергии флуктуаций потенциала в энергию возвратно-поступательного движения) от частоты флуктуаций, а в пределе малого коэффициента трения – к резонансным процессам.

DOI: 10.31857/S1234567822240090, EDN: nexruq

Наноразмерный объект, направленное движение которого возникает в асимметричной среде вследствие неравновесных флуктуаций параметров объекта или окружения и описывается в рамках диффузионной динамики, принято называть броуновским мотором [1–6]. Если флуктуации инициируются фотовозбуждением, то такой объект относят к броуновским фотомоторам [7–10]. Направленное движение нанобъекта может быть результатом преобразования возвратно-поступательного или вращательного движения в поступательное подобно тому, как направленное движение автомобиля возникает в результате преобразования возвратно-поступательного движения поршня в двигателе внутреннего сгорания во вращательное движение колес, а затем в движение автомобиля как целого. Примером может служить направленное движение “четырёхколесной” молекулы на металлической подложке, инициированное конформационными изменениями ее компонентов при электронных и колебательных возбуждениях [11]. Возвратно-поступательное движение двух связанных белковых частиц вследствие особенностей возникновения белкового трения (зависимости коэффициента трения от скорости скольжения) может быть преобразовано в поступательное движение

этих частиц вдоль поверхности [12–14]. Интерес к анализу неравновесных процессов, вовлеченных в возникновение возвратно-поступательного движения частиц, связан также с изучением механизма оптомеханического превращения энергии в бистабильных фоточувствительных азобензолах [15], а также особенностей функционирования молекулярных машин на основе супрамолекулярных соединений типа “гость-хозяин”, состоящих из молекул органического стирилового красителя и кавитанда кукурбитурилы [16–18].

Безынерционное рассмотрение возвратно-поступательного броуновского мотора, функционирующего за счет стохастического дихотомного процесса, проводилось в работах [14, 19–21]. Основной характеристикой мотора, описывающей интенсивность возникающего моторного эффекта, является его средняя скорость. Без учета массы частицы и для параболических потенциалов зависимость средней скорости от частоты неравновесных флуктуаций является монотонно возрастающей функцией, выходящей на насыщение (принимая ненулевое значение) в высокочастотном пределе. Этот результат является недостатком безынерционного рассмотрения. Очевидно, что скорость направленного движения, в которое может быть преобразовано возвратно-поступательное, должна

¹⁾e-mail: vik-roz@mail.ru

стремиться к нулю в высокочастотном пределе [1]. В данной статье мы устраняем этот недостаток путем учета инерции частицы, претерпевающей детерминистические дихотомные флуктуации ее параметров, и выявляем ряд новых и интересных закономерностей, характерных для инерционных возвратно-поступательных броуновских моторов.

Проведем статистическое описание динамики движения броуновской частицы, пребывающей в двух периодически переключающихся состояниях, обозначаемых далее символами “+” и “-” и имеющих длительности τ_+ и τ_- . Будем для общности считать, что в каждом из состояний частица характеризуется массой m_{\pm} , коэффициентом трения ζ_{\pm} и потенциальной энергией $U_{\pm}(x)$. Обозначим через $p_{\pm}(x, v, t)$ плотность вероятности найти частицу в состояниях “+” или “-” с координатой x и скоростью v в момент времени t . Тогда броуновская динамика частицы описывается уравнением Клейна–Крамерса [22]

$$\frac{\partial}{\partial t} p_{\pm}(x, v, t) = -\frac{\partial}{\partial x} v p_{\pm}(x, v, t) + \frac{1}{m_{\pm}} \frac{\partial}{\partial v} \left(\zeta_{\pm} v + U'_{\pm}(x) + \frac{\zeta_{\pm} k_B T}{m_{\pm}} \frac{\partial}{\partial v} \right) p_{\pm}(x, v, t), \quad (1)$$

в котором k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Учет переключения состояний предполагает наложение дополнительных условий, связывающих плотности вероятности $p_+(x, v, t)$ и $p_-(x, v, t)$ в определенные моменты времени. Если интересоваться только установившимся периодическим процессом, в котором зависимость от начальных условий исчезает, то время t можно отсчитывать от моментов переключений потенциалов, так что $t \in [0, \tau_+]$ в состоянии “+” и $t \in [0, \tau_-]$ в состоянии “-”. Тогда дополнительные условия на плотность вероятности, являющейся периодической функцией времени с периодом $\tau = \tau_+ + \tau_-$, принимают вид:

$$p_{\pm}(x, v, \tau_{\pm}) = p_{\mp}(x, v, 0). \quad (2)$$

Вторым условием, налагаемым на плотность вероятности, является условие нормировки:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dv p_{\pm}(x, v, t) = 1. \quad (3)$$

Будем считать, что потенциальные энергии $U_{\pm}(x)$ относятся к классу удерживающих потенциалов ($U_+(\pm\infty) \rightarrow \infty$, $U_-(\pm\infty) \rightarrow \infty$). Тогда частица не может уйти на бесконечность, и плотность вероятности обращается в нуль как при $v \rightarrow \pm\infty$, так и при $x \rightarrow \pm\infty$. С учетом этого факта результаты

почленного интегрирования левой и правой частей уравнения (1) по скорости и по координате можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} dv p_{\pm}(x, v, t) &= -\frac{\partial}{\partial x} \int_{-\infty}^{\infty} dv v p_{\pm}(x, v, t), \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} dx p_{\pm}(x, v, t) &= \frac{1}{m_{\pm}} \frac{\partial}{\partial v} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} dx \left(\zeta_{\pm} v + U'_{\pm}(x) + \frac{\zeta_{\pm} k_B T}{m_{\pm}} \frac{\partial}{\partial v} \right) p_{\pm}(x, v, t) \quad (4) \end{aligned}$$

или, после почленного интегрирования первого уравнения дважды по координате, а второго дважды по скорости, как

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dv v p_{\pm}(x, v, t) &= \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} dv \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^x dy p_{\pm}(y, v, t) = \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} dv \int_{-\infty}^{\infty} dy y p_{\pm}(y, v, t), \\ \frac{1}{m_{\pm}} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dv [\zeta_{\pm} v + U'_{\pm}(x)] p_{\pm}(x, v, t) &= \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dv \int_{-\infty}^v dv' p_{\pm}(x, v', t) = \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dv' v' p_{\pm}(x, v', t). \quad (5) \end{aligned}$$

Введем далее операцию усреднения по “+” и “-” состояниям

$$\langle \dots \rangle_{\pm} = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dv \dots p_{\pm}(x, v, t) \quad (6)$$

и применим ее к уравнениям (5), что даст систему уравнений, связывающих усредненные по “±” состояниям координаты и скорости:

$$\langle v \rangle_{\pm} = \frac{d}{dt} \langle x \rangle_{\pm}, \quad \frac{1}{m_{\pm}} [\zeta_{\pm} \langle v \rangle_{\pm} + \langle U'_{\pm}(x) \rangle_{\pm}] = -\frac{d}{dt} \langle v \rangle_{\pm}. \quad (7)$$

Средняя скорость возвратно-поступательного движения наночастицы (мотора) в состояниях “+” и “-”

определяется соотношениями $\langle v_{\pm} \rangle = (\tau_{\pm}/\tau)\langle \bar{v} \rangle_{\pm}$, где $\langle \bar{v} \rangle_{\pm} = \tau_{\pm}^{-1} \int_0^{\tau_{\pm}} dt \langle v \rangle_{\pm}$, которую можно записать в терминах величин $\langle x \rangle_{\pm}$ как

$$\langle v_{\pm} \rangle = \tau^{-1} (\langle x \rangle_{\pm}|_{t=\tau_{\pm}} - \langle x \rangle_{\pm}|_{t=0}). \quad (8)$$

С учетом (2) справедливо равенство $\langle x \rangle_{\pm}|_{t=\tau_{\pm}} = \langle x \rangle_{\mp}|_{t=0}$, в силу которого сумма скоростей $\langle v_{+} \rangle + \langle v_{-} \rangle$ за период равна нулю, как и должно быть для возвратно поступательного движения. С другой стороны, абсолютное значение скорости $V \equiv |\langle v_{\pm} \rangle|$ обратно пропорционально периоду процесса и прямо пропорционально разности средних значений координаты $|\langle x \rangle_{-} - \langle x \rangle_{+}|$ в моменты времени переключений состояний $t = 0$ или τ_{\pm} , а потому увеличивается симбатно поступающей в систему энергии, расходуемой в дальнейшем на диссипативные процессы. Поэтому величина V может рассматриваться как мера эффективности преобразования энергии частицы, связанной с переключениями потенциалов, в энергию возвратно-поступательного движения. Аналогично трактуется и безынерционная средняя скорость возвратно-поступательного движения, инициируемая стохастическим дихотомным процессом переключения состояний [14, 19–21].

Система дифференциальных уравнений (7) может быть сведена к одному уравнению второго порядка:

$$m_{\pm} \frac{d^2}{dt^2} \langle x \rangle_{\pm} + \zeta_{\pm} \frac{d}{dt} \langle x \rangle_{\pm} + \langle U'_{\pm}(x) \rangle_{\pm} = 0, \quad (9)$$

имеющему вид второго закона Ньютона для средних величин. Для потенциальных энергий произвольного вида величина $\langle U'_{\pm}(x) \rangle_{\pm}$ может быть рассчитана только при известной функции плотности вероятности $p_{\pm}(x, v, t)$ – решении уравнения (1). Поэтому представление (9), вообще говоря, не может быть использовано для получения аналитических результатов и практически бесполезно для численного нахождения количественных характеристик в силу громоздкости решения и сложности обработки исключительных случаев (например, скачков в функциональных зависимостях). Однако для параболических потенциалов

$$U_{\pm}(x) = \frac{1}{2} k_{\pm} (x - a_{\pm})^2 \quad (10)$$

в силу равенства $\langle U'_{\pm}(x) \rangle_{\pm} = k_{\pm} (\langle x \rangle_{\pm} - a_{\pm})$ уравнение (9) становится замкнутым для определения закона движения $x_{\pm}(t) \equiv \langle x \rangle_{\pm}$. Это означает, что в описании движения в переключающихся параболических потенциалах равновесные и неравновесные флуктуации оказываются не связанными между собой, тем

самым позволяя свести задачу решения уравнения Клейна–Крамерса к чисто механико-динамической задаче.

Упростим дальнейшее рассмотрение, перейдя к наиболее интересному для приложений и наглядному частному случаю, когда величины m_{\pm} , ζ_{\pm} , k_{\pm} и τ_{\pm} одинаковы в каждом из двух состояний (обозначаемые далее через m , ζ , k и $\tau/2$), а изменяются только положения минимумов параболических потенциалов – значения $a_{\pm} = \pm a$ (см. вкладку на рис. 1). То-

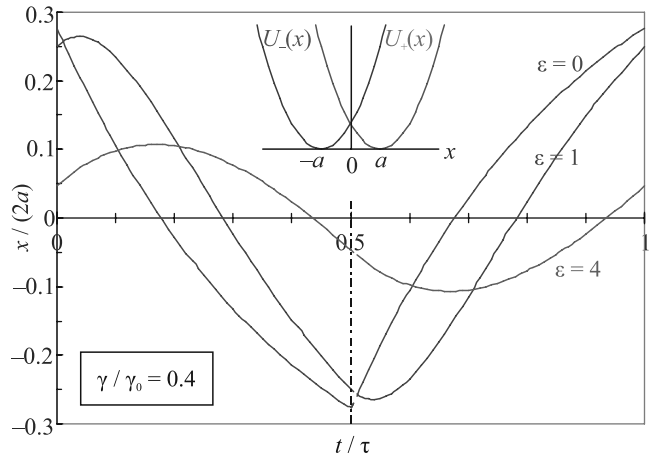


Рис. 1. (Цветной онлайн) Семейство временных зависимостей координаты частицы, совершающей возвратно-поступательное движение за счет детерминистического переключения в моменты времени $t = n\tau/2$ (n – целое) сдвинутых на расстояние $2a$ параболических потенциальных профилей (верхняя вставка), для различных значений инерционного параметра $\epsilon = 4km/\zeta^2$ и фиксированном значении частоты переключения потенциалов $\gamma \equiv \tau^{-1}$ в единицах $\gamma_0 \equiv k/\zeta$

гда уравнение (9) и дополнительные условия к нему записываются как

$$\ddot{x}_{\pm}(t) + 2\lambda \dot{x}_{\pm}(t) + \omega_0^2 [x_{\pm}(t) \mp a] = 0, \quad t \in [0, \tau/2],$$

$$x_{\pm}(\tau/2) = x_{\mp}(0), \quad \dot{x}_{\pm}(\tau/2) = \dot{x}_{\mp}(0), \quad (11)$$

где $\dot{x}_{\pm}(t)$ и $\ddot{x}_{\pm}(t)$ обозначают первую и вторую производные функций $x_{\pm}(t)$ по времени, $\lambda \equiv \zeta/2m$ – коэффициент затухания (половина обратного времени релаксации скорости к распределению Максвелла), $\omega_0^2 \equiv k/m$ – квадрат частоты колебаний частицы в параболическом потенциале в отсутствие трения. Дифференциальное уравнение (11) описывает апериодические или затухающие колебания [23], и его общее решение может быть представлено в виде следующей линейной комбинации двух функций времени, обозначаемых далее $c(t)$ и $s(t)$:

$$x_{\pm}(t) = \pm a + C_{\pm} c(t) + S_{\pm} s(t),$$

$$c(t) \equiv e^{-\lambda t} \cosh(\lambda t \delta), \quad s(t) \equiv \delta^{-1} e^{-\lambda t} \sinh(\lambda t \delta), \quad (12)$$

$$\delta \equiv \sqrt{1 - \varepsilon}, \quad \varepsilon \equiv \omega_0^2 / \lambda^2.$$

Безразмерный параметр ε пропорционален массе частицы и описывает меру инерционности рассматриваемого движения. При $\varepsilon \leq 1$ функции $c(t)$ и $s(t)$ вещественны, и имеет место так называемое аперидическое затухание, причем при $\varepsilon = 1$ реализуется его особый случай с $c(t) = e^{-\lambda t}$ и $s(t) \equiv \lambda t e^{-\lambda t}$. При $\varepsilon > 1$ имеем $\delta = i\tilde{\delta}$, $\tilde{\delta} \equiv \sqrt{\varepsilon - 1}$ и функции $c(t)$ и $s(t)$ записываются в виде $c(t) = e^{-\lambda t} \cos(\lambda t \tilde{\delta})$ и $s(t) = \delta^{-1} e^{-\lambda t} \sin(\lambda t \tilde{\delta})$, то есть описывают затухающие колебания. Произвольные коэффициенты C_{\pm} и S_{\pm} можно найти с помощью приведенных в (11) дополнительных условий. Итоговое решение имеет вид:

$$x_{\pm}(t) \Big|_{t \in [0, \tau/2]} = \pm a \left[1 - 2 \frac{(1+c-s)c(t) + (1+c-s\delta^2)s(t)}{1+2c+e^{-\lambda\tau}} \right],$$

$$c \equiv c(\tau/2), \quad s \equiv s(\tau/2). \quad (13)$$

Для того, чтобы наглядно представить изменение координаты $x(t)$ частицы со временем на периоде τ процесса, примем $x(t) = x_-(t)$ при $t \in [0, \tau/2]$ и $x(t) = x_+(t - \tau/2)$ при $t \in [\tau/2, \tau]$. Тогда из формулы (13) следует, что периодическая функция $x(t)$ характеризуется свойством $x(t + \tau/2) = -x(t)$, относящим ее к классу функций, обладающих сдвиговой симметрией [24] (суперсимметричным функциям в терминологии работ [1, 25]). Характерные виды законов движения $x(t)$ при различных значениях параметра ε изображены на рис. 1.

В отсутствие инерции ($m = 0$, $\varepsilon = 0$), что означает режим сверхзатухания, $c(t) = s(t) = e^{-\gamma_0 t} / 2$ ($t \neq 0$) и

$$x_{\pm}(t) \Big|_{t \in [0, \tau/2]} = \pm a \left(1 - 2 \frac{e^{-\gamma_0 t}}{1 + e^{-\gamma_0 \tau/2}} \right), \quad \gamma_0 \equiv \frac{k}{\zeta}. \quad (14)$$

Отсюда следует, что наибольшие абсолютные значения координат $x_{\pm}(t)$ достигаются на границе: $x_{\pm}(\tau/2) = \lim_{t \rightarrow 0} x_{\pm}(t) = \pm a \tanh(\gamma_0 \tau / 4)$, причем в граничных точках сама функция $x(t)$ непрерывна, но ее производная $\dot{x}(t)$ претерпевает скачки – не соблюдается дополнительное условие непрерывности скорости в режиме сверхзатухания.

При учете инерции граничные значения $x_{\pm}(0)$ и $x_{\pm}(\tau/2)$, по-прежнему не являясь экстремумами функции $c(t)$, перестают быть и ее наибольшими абсолютными значениями, поскольку именно инерция ответственна за сохранение направления движения в

моменты переключения потенциалов. С ростом значения параметра ε абсолютные величины граничных значений $x_{\pm}(0)$ и $x_{\pm}(\tau/2)$ уменьшаются, амплитуда экстремумов функции также уменьшается, а положения экстремумов сдвигаются к моментам времени $t = \tau(1 + 2n)/4$ (n – целое).

Средняя скорость возвратно-поступательного движения, определенная из соотношения (8) как $V \equiv |\langle v_{\pm} \rangle|$, равна:

$$V = 2\tau^{-1} |x_{\pm}(0)| = \frac{2a}{\tau} \cdot \frac{1 - 2s - e^{-\lambda\tau}}{1 + 2c + e^{-\lambda\tau}}, \quad (15)$$

где мы использовали равенства $x_{\pm}(0) = x_{\mp}(\tau/2) = -x_{\pm}(\tau/2)$. Введем далее частоту γ переключения потенциалов как величину, обратную периоду процесса τ , и рассмотрим зависимость $V(\gamma)$ (рис. 2). При

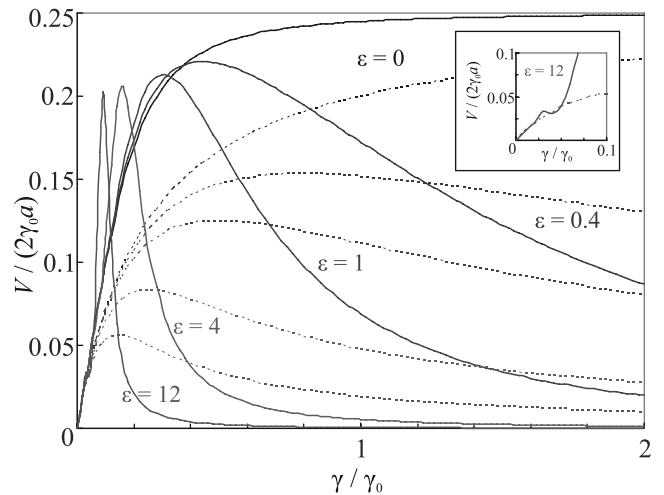


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость средней скорости возвратно-поступательного движения мотора V (в единицах $2\gamma_0 a$) для детерминистического (сплошные кривые) и стохастического (пунктирные кривые) дихотомного процесса переключения потенциальных профилей от величины отношения частоты флуктуаций параболического потенциала γ к параметру $\gamma_0 = k/\zeta$ при различных значениях инерционного параметра $\varepsilon = 4km/\zeta^2$. На вставке в увеличенном масштабе изображены кривые с $\varepsilon = 12$ в низкочастотной области

аперидическом затухании ($\varepsilon \leq 1$) равновесное распределение по скоростям (распределение Максвелла) устанавливается достаточно быстро, тогда как равновесное распределение по координатам (распределение Больцмана) устанавливается существенно дольше – за время, характеризуемое параметром релаксации $\gamma_0^{-1} = \zeta/k$. Величина γ_0 – удобный естественный масштаб для задания частоты переключения потенциалов. При малых значениях безразмерного частотного параметра $\gamma/\gamma_0 \ll 1$ в каждом

из потенциальных профилей успевают установиться термодинамическое равновесие, а среднее значение координаты частицы совпадает со значением положения минимума потенциала ($x_{\pm}(\tau/2) = \pm a$). Тогда средняя скорость есть $V = 2a/\tau$ (что следует как из общих соображений, так и из правой части формулы (15)). Таким образом, низкочастотные асимптотики функции $V(\gamma)$ независимо от значения инерционного параметра ε одинаковы и пропорциональны γ .

Высокочастотное поведение функции (15) различается при отсутствии ($\varepsilon = 0$) и учете ($\varepsilon \neq 0$) инерции. В первом (безынерционном) случае $V = 2a\gamma \tanh(\gamma_0/4\gamma)$, и средняя скорость, монотонно возрастая, выходит на насыщение $V \rightarrow a\gamma_0/2$ при $\gamma \rightarrow \infty$. Аналогичный монотонный характер зависимости $V(\gamma)$ отмечался и для возвратно-поступательного мотора, функционирующего за счет стохастических флуктуаций в режиме сверхзатухания [14, 19–21]. При $\varepsilon \neq 0$, разложение выражения (15) по малому параметру $\lambda\tau = 2\gamma_0/(\varepsilon\gamma)$ дает следующую высокочастотную асимптотику $V(\gamma) \approx a\gamma_0^3/(6\varepsilon^2\gamma^2)$, которая демонстрирует стремление скорости к нулю при $\gamma \rightarrow \infty$. Таким образом, стремление функции $V(\gamma)$ к нулю как при малых ($\gamma \rightarrow 0$), так и при больших ($\gamma \rightarrow \infty$) частотах означает ее немонотонность. При апериодическом затухании существует один максимум на частоте $\gamma/\gamma_0 \sim 1$. При затухающих колебаниях из-за возникновения резонансных эффектов возможно существование нескольких максимумов функции $V(\gamma)$. Например, кривая, соответствующая $\varepsilon = 12$, кроме высокого пика на частоте $\gamma/\gamma_0 \approx 0.09$ имеет также и низкий слабовыраженный пик при $\gamma/\gamma_0 \approx 0.03$ (см. вставку на рис. 2).

Описание моторов, движимых стохастическим дихотомным процессом переключения состояний, отличается от детерминистического случая тем, что в уравнение Клейна–Крамерса (1) вводятся дополнительные слагаемые, учитывающими скорости прихода и ухода частицы, γ_{\pm} , в одно состояние из другого (так называемые источники и стоки), так что среднее время пребывания частицы в состоянии “ \pm ” равно γ_{\pm}^{-1} [26]. Для симметричного процесса $\gamma_+ = \gamma_- = 2\gamma$, где γ – частота флуктуаций, равная обратному среднему периоду процесса τ . Аналогично случаю детерминистического процесса, при стохастическом процессе равновесные и неравновесные флуктуации оказываются не связанными между собой для параболических потенциалов, что облегчает решение и приводит к следующему выражению для средней скорости возвратно-поступательного движения: $V = 2a\gamma[1 + 4(\gamma/\gamma_0)(1 + \varepsilon\gamma/\gamma_0)]^{-1}$. На рисунке 2

эти зависимости $V(\gamma)$ изображены пунктирными линиями, которые при $\varepsilon \neq 0$ представляют собой широкие колоколообразные кривые с асимптотическим поведением $V(\gamma) \approx a\gamma_0^2/(2\varepsilon\gamma)$ в области высоких частот, которое отличается от высокочастотной асимптотики для детерминистического случая. Слабовыраженный пик при $\gamma/\gamma_0 \approx 0.03$, наблюдавшийся в детерминистической модели, в стохастической – отсутствует.

Для анализа резонансных процессов удобно измерять частоту переключения потенциалов γ в единицах собственной частоты колебаний частицы $\omega_0 \equiv \sqrt{k/m}$. Тогда возникающие при $\varepsilon \gg 1$ резонансы будут хорошо видны на шкале $\gamma/\omega_0 = (\sqrt{\varepsilon}/2)(\gamma/\gamma_0)$ (рис. 3). Положения и высоты пиков можно найти,

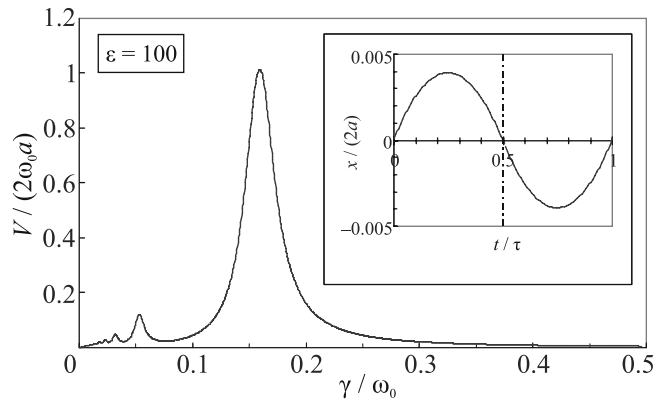


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость средней скорости возвратно-поступательного движения мотора V (в единицах $2\omega_0 a$, $\omega_0 = \sqrt{k/m}$) для детерминистического процесса переключения потенциальных профилей от отношения частоты флуктуаций параболического потенциала γ к параметру ω_0 при $\varepsilon = 100$. На вставке – закон движения при $\varepsilon = 100$ и $\gamma/\omega_0 = 2$ ($\gamma/\gamma_0 = 0.4$)

получив асимптотику выражения (13), соответствующую $\varepsilon \gg 1$. Приведем такой предельный результат для системы, в которой отсутствует трение ($\zeta = 0$, $\lambda = 0$, $\varepsilon \rightarrow \infty$):

$$x_{\pm}(t)_{t \in [0, \tau/2]} = \pm a \left[1 - \frac{\cos \omega_0(t - \tau/4)}{\cos(\omega_0\tau/4)} \right]. \quad (16)$$

Значения частот, на которых возникает резонанс, можно вычислить из условия обращения знаменателя дроби (16) в нуль:

$$\frac{\gamma}{\omega_0} = \frac{1}{2\pi(1 + 2n)}, \quad n = 0, 1, \dots \quad (17)$$

Подстановка этих значений частоты в выражение для средней скорости возвратно-поступательного мо-

тора (15) при $\varepsilon \gg 1$ дает резонансное значение скорости:

$$V_{\max} \approx \frac{a\omega_0}{\pi(1+2n)} \coth \frac{\pi(1+2n)}{2\sqrt{\varepsilon}} \approx \frac{2a\omega_0\sqrt{\varepsilon}}{\pi^2(1+2n)^2} \quad (18)$$

(второе приближенное равенство справедливо при $n \ll \sqrt{\varepsilon}$). При $\varepsilon \rightarrow \infty$ высоты резонансных пиков V_{\max} стремятся к бесконечности, как и должно быть для резонансных процессов в отсутствие диссипации энергии. Отметим, что из соотношения (16) следует равенство $x_{\pm}(0) = x_{\pm}(\tau/2) = 0$ (см. вставку на рис. 3), следовательно, средняя скорость также равна нулю в отсутствие трения. Справедливость этого результата следует из того, что, поскольку величина V характеризует эффективность преобразования энергии частицы, получаемой от переключений потенциалов, в энергию возвратно-поступательного движения, а переключение потенциалов при $x_+(0) = x_-(0)$ и $x_+(\tau/2) = x_-(\tau/2)$ не изменяет энергию частицы, то $V = 0$.

В данной статье предложен общий подход, позволяющий учитывать инерционные эффекты при описании функционирования возвратно-поступательных наномашин с детерминистическими дихотомными флуктуациями параметров. В отличие от стохастических флуктуаций параметров инерционного броуновского мотора [26], рассмотрение детерминистических флуктуаций позволяет изучить особенности законов движения инерционных частиц и резонансные явления, а также является актуальным прежде всего для разработки моделей искусственных наноустройств. Описание допускает различные значения массы частицы и коэффициента трения, а также параметров потенциальной энергии частицы в двух состояниях, переключающихся с произвольной частотой. Наиболее просто такие модели переключения состояний могут быть реализованы оптическими методами, которые позволяют фиксировать положения частиц удерживающими потенциалами (оптические ловушки) [3, 27–29] или изменять их коэффициенты трения путем изменения размера частиц [30–32]. Масса объектов, вовлеченных в движение, может изменяться за счет химических реакций, происходящих на их поверхности в жидких средах [33–35]. Различие коэффициентов вязкого трения в двух состояниях при возвратно-поступательном движении частицы в жидкой среде может приводить к выпрямлению этого движения в направленное (рэтчет-эффект) [12–14]. Скорость поступательного движения такого рэтчета пропорциональна скорости возвратно-поступательного движения,

а коэффициент пропорциональности зависит от механизма выпрямления, в котором принципиально важна асимметрия флуктуаций параметров частицы (в частности, асимметрия флуктуаций трения, как показано в работах [14, 19] для безынерционных моторных систем). В высокочастотном пределе скорость рэтчета должна стремиться к нулю [1], поэтому скорость возвратно-поступательного движения в таких наномашинах должна демонстрировать аналогичное высокочастотное поведение. Известные модели возвратно-поступательных броуновских моторов, функционирующих в режиме сверхзатухания, имеют ненулевой высокочастотный предел скорости [14, 19]. Конечно, возможны модели, в которых сам механизм, выпрямляющий возвратно-поступательное движение (рэтчет-механизм), имеет частотную зависимость флуктуаций параметров, которая обратит скорость рэтчета в нуль в высокочастотном пределе. Однако представляют интерес более стандартные модели, в которых сама скорость возвратно-поступательного движения имеет правильный предел, что позволяет понизить требования к характеристикам выпрямляющих механизмов. Модель, обладающая указанным свойством, предложена и исследована в настоящей статье. Получено, что правильный высокочастотный предел реализуется именно за счет учета инерции частицы, поскольку при высоких частотах период флуктуаций потенциала становится сравнимым с характерным временем релаксации в фазовом пространстве скоростей, стремящемся к нулю при уменьшении инерционного вклада.

Для иллюстрации деталей инерционно-обусловленного поведения возвратно-поступательных моторных систем, была выбрана простая модель, в которой параболический потенциал испытывал исключительно флуктуации сдвига. Параболическая форма потенциалов обеспечила отсутствие связи равновесных и неравновесных флуктуаций, что существенно упростило результаты, поскольку отсутствовал вклад теплового шума в среднюю скорость возвратно-поступательного движения частицы. В безынерционном режиме (сверхзатухания) в законе движения частицы в моменты сдвигов потенциала возникали нефизические скачки скорости, а средняя скорость ее возвратно-поступательного движения была монотонно возрастающей функцией частоты, с которой происходили сдвиги. Описание с учетом конечности массы частицы позволило получить непрерывную зависимость скорости частицы от времени и немонотонную частотную зависимость средней скорости

возвратно-поступательного движения с правильной (нулевой) высокочастотной асимптотикой (рис. 1 и 2).

Отметим, что выбор параболической формы потенциальной энергии наночастицы оправдан в той же степени, в какой параболические профили используются в моделях многих физических процессов: малые колебания вблизи минимумов гладких потенциальных рельефов хорошо аппроксимируются гармоническими колебаниями, допускающими получение аналитического решения многочисленных моделей различных систем. В то же время, при отличии формы потенциалов от параболической часть полученных результатов должна быть модифицирована. Например, в работе [21] рассматривались сдвиговые флуктуации потенциальных энергий $U_{\pm}(x)$, которые при больших x вели себя как x^{α} . Было показано, что в зависимости от значения параметра α тепловой шум может как увеличивать (при $\alpha > 2$), так и уменьшать (при $\alpha < 2$) скорость возвратно-поступательного безынерционного броуновского мотора, т.е. играть конструктивную или деструктивную роль, соответственно. Естественно ожидать, что такие же закономерности сохраняются и при учете инерции. При $\alpha = 2$ тепловой шум играл нейтральную роль, как и в рассмотренном в данной статье примере инерционного мотора с флуктуирующим параболическим потенциалом.

Переход от детерминистических к стохастическим сдвиговым флуктуациям параболического потенциального профиля не изменяет вывода о том, что учет инерции приводит к переходу от монотонной зависимости скорости возвратно-поступательного движения к немонотонному. Отличие состоит только в том, что стохастические зависимости описываются более широкими колоколообразными кривыми и спадают с ростом частоты флуктуаций γ гораздо медленнее (как γ^{-1} , а не как γ^{-2} , см. рис. 2).

Учет инерции при детерминистическом дихотомном процессе позволил также выявить резонансы в частотной зависимости скорости возвратно-поступательного движения, возможные при малых значениях коэффициента трения (рис. 3). В случае параболических потенциалов с силовой постоянной k , минимумы которых периодически сдвигаются на расстояние a , возмущение представляет собой периодическое изменение величины внешней силы $\pm ka$, которая резонирует на частоте переключения и ее нечетных кратных с гармоническим осциллятором. В общем случае возвратно-поступательной наномашины, описываемой уравнениями (1)–(3), (6)–(9),

со временем могут изменяться и другие параметры частицы (масса, коэффициент трения, параметры потенциальной энергии), что может приводить к параметрическому резонансу [23, 36]. Отметим, что существование резонансов является интересной и важной особенностью этих наномашин, поскольку именно в резонансном режиме интенсивность возвратно-поступательного движения мотора наибольшая.

Работа была поддержана субсидией Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания # 122040500071-0 и Российским фондом фундаментальных исследований (Проект # 21-57-52006_MNT_a).

1. P. Reimann, Phys. Rep. **361**, 57 (2002).
2. P. Hänggi and F. Marchesoni, Rev. Mod. Phys. **81**, 387 (2009).
3. D. Cubero and F. Renzoni, *Brownian Ratchets: From Statistical Physics to Bio and Nano-motors*, Cambridge University Press, Cambridge (2016).
4. O. Kedem, B. Lau, M. A. Ratner, and E. A. Weiss, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **114**, 8698 (2017).
5. Ю. В. Гуляев, А. С. Бугаев, В. М. Розенбаум, Л. И. Трахтенберг, Успехи физических наук **190**(4), 337 (2020).
6. J. A. Fornes, *Principles of Brownian and Molecular Motors*, Springer, Cham (2021).
7. M. L. Dekhtyar, A. A. Ishchenko, and V. M. Rozenbaum, J. Phys. Chem. B **110**, 20111 (2006).
8. S. Saha and J. F. Stoddart, Chem. Soc. Rev. **36**, 77 (2007).
9. Y. B. Zheng, H. Qingzhen, Y.-W. Yang, B. Kiraly, I.-K. Chiang, and T. J. Huang, J. Nanophotonics **4**, 042501 (2010).
10. V. M. Rozenbaum, M. L. Dekhtyar, S. H. Lin, and L. I. Trakhtenberg, J. Chem. Phys. **145**, 064110 (2016).
11. T. Kudernac, N. Ruangsapapichat, M. Parschau, B. Maciá, N. Katsonis, S. R. Harutyunyan, K.-H. Ernst, and B. L. Feringa, Nature **479**, 208 (2011).
12. A. Mogilner, M. Mangel, and R. J. Baskin, Phys. Lett. A **237**, 297 (1998).
13. H. C. Fogedby, R. Metzler, and A. Svane, Phys. Rev. E **70**, 021905 (2004).
14. Yu. A. Makhnovskii, V. M. Rozenbaum, D.-Y. Yang, S. H. Lin, and T. Y. Tsong, Eur. Phys. J. B **52**, 501 (2006).
15. T. Hugel, N. B. Holland, A. Cattani, L. Moroder, M. Seitz, and H. E. Gaub, Science **296**, 1103 (2002).
16. A. I. Vedernikov, N. A. Lobova, L. G. Kuz'mina, J. A. K. Howard, Yu. A. Strelenko, M. V. Alfimov, and S. P. Gromov, J. Mol. Struct. **989**, 114 (2011).

17. N.Kh. Petrov, D.A. Ivanov, Yu.A. Shandarov, I.V. Kryukov, A.A. Ivanov, M.V. Alfimov, N.A. Lobova, and S.P. Gromov, *Chem. Phys. Lett.* **647**, 157 (2016).
18. В. М. Розенбаум, М. Л. Дехтярь, И. В. Шапочкина, Л. И. Трахтенберг, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 768 (2021).
19. Yu. A. Makhnovskii, V. M. Rozenbaum, D.-Y. Yang, and S. H. Lin, *J. Chem. Phys.* **130**, 164101 (2009).
20. V. M. Rozenbaum, Yu. A. Makhnovskii, D.-Y. Yang, S.-Y. Sheu, and S. H. Lin, *J. Phys. Chem. B* **114**, 1959 (2010).
21. Yu. A. Makhnovskii, V. M. Rozenbaum, S.-Y. Sheu, D.-Y. Yang, L. I. Trakhtenberg, and S. H. Lin, *J. Chem. Phys.* **140**, 214108 (2014).
22. H. Riskin, *The Fokker-Planck Equation. Methods of Solution and Applications*, Springer-Verlag, Berlin (1989).
23. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика, Том. 1, Механика*, 3-е изд., испр. и доп., Наука, М. (1973).
24. В. М. Розенбаум, И. В. Шапочкина, Е. Тераниши, Л. И. Трахтенберг, *Письма в ЖЭТФ* **107**, 525 (2018) [V. M. Rozenbaum, I. V. Sharochkina, Y. Teranishi, and L. I. Trakhtenberg, *JETP Lett.* **107**, 506 (2018)].
25. P. Reimann, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4992 (2001).
26. Т. Е. Корочкова, И. В. Шапочкина, В. М. Розенбаум, *Поверхность* **6(21)**, 18 (2014).
27. L. P. Faucheux, L. S. Bourdieu, P. D. Kaplan, and A. J. Libchaber, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1504 (1995).
28. S.-H. Lee, K. Ladavac, M. Polin, and D. G. Grier, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 110601 (2005).
29. R. Gommers, S. Bergamini, and F. Renzoni, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 073003 (2005).
30. D. Shi, M. Matsusaki, T. Kaneko, and M. Akashi, *Macromolecules* **41**, 8167 (2008).
31. H.-J. Zhang, Y. Xin, Q. Yan, L.-L. Zhou, L. Peng, and J.-Y. Yuan, *Macromol. Rapid Commun.* **33**, 1952 (2012).
32. В. Ю. Зицерман, Ю. А. Махновский, Л. И. Трахтенберг, Д. Е. Янг, Ш. К. Лин, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 315 (2017) [V. Yu. Zitserman, Yu. A. Makhnovskii, L. I. Trakhtenberg, D.-Y. Yang, and S. H. Lin, *JETP Lett.* **105**, 335 (2017)].
33. S. Leibler, *Nature (London)* **370**, 412 (1994).
34. R. D. Astumian, *Science* **276**, 917 (1997).
35. F. Marchesoni, *Phys. Lett. A* **237**, 126 (1998).
36. M. Gitterman, *The noisy pendulum*, illustrated edition, World Scientific Publishing Company, Singapore (2008).

Авторский указатель томов 115-116 за 2022 г.

EDN: nfggjp

- Ahmad S.** (см. Bensaid D.) - 115/9/593
- Akopyan L. A.** Numerical simulation of the performance of single qubit gates for trapped ions. Akopyan L.A., Lakhmanskaya O., Zarutskiy S.Yu., Korolev N.D., Guseva O., Lakhmanskiy K. - 116/8/570
- Anisimov V. I.** (см. Shorikov A. O.) - 116/11/777
- Astafiev A. A.** Resonance energy transfer reveals presence of multiple luminescence emission centers within a carbon nanodot. Astafiev A.A., Shakhov A.M., Nadtochenko V.A. - 116/8/506
- Atalikov K.** Higher rank 1 + 1 integrable Landau–Lifshitz field theories from associative Yang–Baxter equation. Atalikov K., Zotov A. - 115/12/809
- Backens S.** Topological Josephson junction in transverse magnetic field. Backens S., Shnirman A., Makhlin Yu. - 116/12/855
- Barash Yu. S.** (см. Shvetsov O. O.) - 115/5/304
- Batulina R. G.** (см. Kiiamov A. G.) - 115/2/108
- Behera D.** Theoretical investigation of the lead-free $K_2\text{InBiX}_6$ ($X = \text{Cl, Br}$) double perovskite compounds using first principle calculation. Behera D., Mukherjee S.K. - 116/8/533
- Belonovskii A. V.** (см. Girshova E. I.) - 115/10/611
- Bensaid D.** The lithium doping effect for enhancing thermoelectric and optoelectronic performance of Co_2NbAl . Bensaid D., Doumi B., Ahmad S. - 115/9/593
- Bera M. K.** (см. Parmar A.) - 115/7/448
- Bezuglov M. A.** On series and integral representations of some NRQCD master integrals. Bezuglov M.A., Kotikov A.V., Onishchenko A.I. - 116/1/62
- Bondarenko S.** Riemann–Cartan gravity with dynamical signature . Bondarenko S., Zubkov M.A. - 116/1/60
- Borah J. P.** (см. Saikia D.) - 116/7/442
- Chaplik A. V.** Magnetic edge states in transition metal dichalcogenide monolayers. Chaplik A.V., Magarill L.I., Vitlina R.Z. - 115/10/656
- Deviatov E. V.** (см. Shvetsov O. O.) - 115/5/304
- Dimri A. K.** (см. Parmar A.) - 115/7/448
- Doumi B.** (см. Bensaid D.) - 115/9/593
- Evtikhiev V. P.** (см. Girshova E. I.) - 115/10/611
- Girshova E. I.** Enhancement of the basal-plane stacking fault emission in GaN planar nanowire microcavity. Girshova E.I., Pozina G., Belonovskii A.V., Mitrofanov M.I., Levitskii I.V., Voznyuk G.V., Evtikhiev V.P., Rodin S.N., Kaliteevski M.A. - 115/10/611
- Gorsky A.** (см. Valba O.) - 116/6/392
- Guseva O.** (см. Akopyan L. A.) - 116/8/570
- Hao Y. -Q.** (см. Luo Y.) - 116/5/282
- Ivanov Yu. B.** On ambiguity of definition of shear and spin-hall contributions to Λ polarization in heavy-ion collisions. Ivanov Yu.B., Soldatov A.A. - 116/3/137
- Kaliteevski M. A.** (см. Girshova E. I.) - 115/10/611
- Kartavtsev O. I.** Minlos–Faddeev regularization of zero-range interactions in the three-body problem. Kartavtsev O.I., Malykh A.V. - 116/3/179
- Kats E. I.** Non-Newtonian rheology in twist-bend nematic liquid crystals. Kats E.I. - 116/4/251
- Kiiamov A. G.** On the *ab initio* calculations within DFT + U approach of physical properties of a compound with strong electron-electron correlations by the case of KFeS_2 . Kiiamov A.G., Kuznetsov M.D., Batulin R.G., Tayurskii D.A. - 115/2/108
- Kolesnikov N. N.** (см. Shvetsov O. O.) - 115/5/304
- Korolev N. D.** (см. Akopyan L. A.) - 116/8/570
- Korotin D. M.** (см. Shorikov A. O.) - 116/11/777
- Kotikov A. V.** α_s in DIS scheme. Kotikov A.V., Krivokhizhin V.G., Shaikhatdenov B.G. - 115/8/467
About derivatives in analytic QCD. Kotikov A.V., Zemlyakov I.A. - 115/10/609
(см. Bezuglov M. A.) - 116/1/62
- Krivokhizhin V. G.** (см. Kotikov A. V.) - 115/8/467
- Kuznetsov M. D.** (см. Kiiamov A. G.) - 115/2/108
- Lakhmanskaya O.** (см. Akopyan L. A.) - 116/8/570
- Lakhmanskiy K.** (см. Akopyan L. A.) - 116/8/570
- Lebed A. G.** A chiral triplet quasi-two-dimensional superconductor in a parallel magnetic field. Lebed A.G. - 115/6/392
- Leonov I. V.** Charge-orbital ordering, magnetic state, and exchange couplings in quasi-one-dimensional V_6O_{13} . Leonov I.V. - 116/12/853
- Levitskii I. V.** (см. Girshova E. I.) - 115/10/611
- Luo Y.** Numerical simulation of GaAs/ AlO_x high index contrast sub-wavelength gratings for GaAs-based vertical cavity surface emitting lasers. Luo Y., Hao Y.-Q. - 116/5/282
- Magarill L. I.** (см. Chaplik A. V.) - 115/10/656
- Makhlin Yu.** (см. Backens S.) - 116/12/855
- Malykh A. V.** (см. Kartavtsev O. I.) - 116/3/179
- Miao F.** Emerging edge states in the monolayer FeSe superconductor with the spin-orbital coupling. Miao F., Zhou T. - 116/11/808
- Mitrofanov M. I.** (см. Girshova E. I.) - 115/10/611
- Mukherjee S. K.** (см. Behera D.) - 116/8/533
- Nadtochenko V. A.** (см. Astafiev A. A.) - 116/8/506
- Nikolaev N. N.** Spin of protons in NICA and PTR storage rings as an axion antenna. Nikolaev N.N. - 115/11/683
- Novoselov D. Y.** (см. Shorikov A. O.) - 116/11/777
- Onishchenko A. I.** (см. Bezuglov M. A.) - 116/1/62
- Parmar A.** A quantum dynamical approach to various

- scattering mechanisms and their influences on thermal conductivity of Sr- and Zn-doped La_2CuO_4 high temperature superconductor cuprate. Parmar A., Dimri A.K., Bera M.K. - 115/7/448
- Parnami Sugam** (см. Saikia D.) - 116/7/442
- Podivilov E.** Adiabatic growing, multistability, and control of soliton-comb states in $-i^{(2)}$ microresonators for pumping into second-harmonic modes. Podivilov E., Smirnov S., Sturman B. - 115/9/601 (см. Sturman B.) - 116/4/249
- Pollock M. D.** On Lorentz invariance and the minimum length. Pollock M.D. - 115/10/610
- Pozina G.** (см. Girshova E. I.) - 115/10/611
- Rodin S. N.** (см. Girshova E. I.) - 115/10/611
- Saikia D.** Half-metallic ferromagnetism in Co doped CdS diluted magnetic semiconductor. Saikia D., Parnami Sugam, Borah J.P. - 116/7/442
- Shaikhatdenov B. G.** (см. Kotikov A. V.) - 115/8/467
- Shakhov A. M.** (см. Astafiev A. A.) - 116/8/506
- Shastri Venkataramana** (см. Shilpashree S. P.) - 116/5/273
- Shilpashree S. P.** Neutron polarization observables in $d(\vec{\gamma}, \vec{n})p$ at low energies of interest to astrophysics. Shilpashree S.P., Shastri Venkataramana - 116/5/273
- Shnirman A.** (см. Backens S.) - 116/12/855
- Shorikov A. O.** Theoretical modeling of high spin to low spin transition and structural stability under pressure in CaFeO_3 . Shorikov A.O. - 116/9/614
Orbital selective localization enhancement in $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$. Shorikov A.O., Novoselov D.Y., Korotin D.M., Anisimov V.I. - 116/11/777
- Shvetsov O. O.** Josephson spin-valve realization in the magnetic nodal-line topological semimetal Fe_3GeTe_2 . Shvetsov O.O., Barash Yu.S., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. - 115/5/304
- Smirnov S.** (см. Podivilov E.) - 115/9/601
- Soldatov A. A.** (см. Ivanov Yu. B.) - 116/3/137
- Stankevich K. L.** Dynamics of nonequilibrium conduction electrons in ferromagnetic metal layer in spin pumping experiments. Stankevich K.L. - 116/3/171
- Sturman B.** (см. Podivilov E.) - 115/9/601
Ferroelectric domain reversal: The role of domain wall conduction. Sturman B., Podivilov E. - 116/4/249
- Tayurskii D. A.** (см. Kiiamov A. G.) - 115/2/108
- Timonina A. V.** (см. Shvetsov O. O.) - 115/5/304
- Troitsky S. V.** Parameters of axion-like particles required to explain high-energy photons from GRB 221009A *Dedicated to the memory of my teacher Valery Rubakov*. Troitsky S.V. - 116/11/745
- Valba O.** Mobility edge in the Anderson model on partially disordered random regular graphs. Valba O., Gorsky A. - 116/6/392
- Vitlina R. Z.** (см. Chaplik A. V.) - 115/10/656
- Volovik G. E.** Vortices in polar and β phases of ^3He . Volovik G.E. - 115/5/306
Quantum turbulence and Planckian dissipation. Volovik G.E. - 115/8/498
- Particle creation: Schwinger + Unruh + Hawking. Volovik G.E. - 116/9/577
- Voznyuk G. V.** (см. Girshova E. I.) - 115/10/611
- Zakharov B. G.** Medium effects for hadron-tagged jets in proton-proton collisions. Zakharov B.G. - 116/6/341
- Zarutskiy S. Yu.** (см. Akopyan L. A.) - 116/8/570
- Zemlyakov I. A.** (см. Kotikov A. V.) - 115/10/609
- Zhou T.** (см. Miao F.) - 116/11/808
- Zotov A.** (см. Atalikov K.) - 115/12/809
- Zubkov M. A.** (см. Bondarenko S.) - 116/1/60
- Абдуллаев Н. А.** Динамика решетки Bi_2Te_3 и колебательные моды в рамановском рассеянии топологических изоляторов $\text{MnBi}_2\text{Te}_4 \cdot n(\text{Bi}_2\text{Te}_3)$. Абдуллаев Н.А., Амирасланов И.Р., Алиев З.С., Джахангирли З.А., Складнева И.Ю., Ализаде Е.Г., Алиева Е.Н., Отроков М.М., Зверев В.Н., Мамедов Н.Т., Чулков Е.В. - 115/12/801
- Аблясова О. С.** (см. Пойдашев Д. Г.) - 115/9/571
- Аболмасов С. Н.** (см. Андрианов А. В.) - 116/12/825
- Абросимов Н. В.** (см. Жукавин Р. Х.) - 116/3/139
- Авчян Б. Р.** О лазерно-индуцированной генерации высших гармоник и смешении волн высокого порядка в графеновой квантовой точке. Авчян Б.Р., Казарян А.Г., Саргсян К.А., Седракян Х.В. - 116/7/426
- Агамалян М. А.** (см. Суханова Е. В.) - 115/5/322
- Агафонов А. В.** (см. Родинов А. А.) - 116/4/225
- Агеев Э. И.** Гибридные резонансные металлodieлектрические наноструктуры для локального окрашивания. Агеев Э.И., Иудин В.А., Сун Я., Петрова Е.А., Кустов П.Н., Ярошенко В.В., Михайлова Ю.В., Гудовских А.С., Мухин И.С., Зуев Д.А. - 115/4/213
- Акзянов Р. Ш.** (см. Хохлов Д. А.) - 116/8/517
- Акименко С. А.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Аксенов М. Д.** (см. Семенин Н. В.) - 116/2/74
- Аксенов С. Н.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 116/11/779
- Аксентьев А. Е.** (см. Филатов Ю. Н.) - 116/7/411
- Алексеев Б. А.** (см. Потылицын А. П.) - 115/8/474
- Алексеев В. В.** (см. Богомолов Ю. В.) - 115/12/745
- Алешин А. Н.** (см. Андрианов А. В.) - 115/1/10 (см. Андрианов А. В.) - 116/12/825
- Алешин П. А.** (см. Андрианов А. В.) - 115/1/10
- Алешкин В. Я.** (см. Якунин М. В.) - 116/6/378
- Алиева Е. Н.** (см. Абдуллаев Н. А.) - 115/12/801
- Алиев В. Ш.** (см. Перевалов Т. В.) - 115/2/89
- Алиев З. С.** (см. Абдуллаев Н. А.) - 115/12/801
- Ализаде Е. Г.** (см. Абдуллаев Н. А.) - 115/12/801
- Алоджанц А. П.** (см. Баженов А. Ю.) - 115/11/685
- Алферов С. В.** Исследование уязвимости систем квантового распределения ключей от атак с лазерным повреждением элементов на основе нейтральных светофильтров. Алферов С.В., Бугай К.Е., Паргачев И.А. - 116/2/123
- Альперович В. Л.** (см. Казанцев Д. М.) - 116/2/116

- Амирасланов И. Р.** (см. Абдуллаев Н. А.) - 115/12/801
- Андрианов А. В.** Анизотропия терагерцового электромагнитного отклика нитевидных микроструктур композита на основе полипропилена с углеродными нановолокнами. Андрианов А.В., Алешин А.Н., Алешин П.А., Москалюк О.А., Юдин В.Е. - 115/1/10
Генерация терагерцового излучения при фемтосекундном лазерном возбуждении многослойной структуры на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si. Андрианов А.В., Алешин А.Н., Аболмасов С.Н., Теруков Е.И., Берегулин Е.В. - 116/12/825
- Андрияхина Е. С.** Отталкивание неелевского скирмиона от пирловского вихря в тонких гетероструктурах ферромагнетик-сверхпроводник. Андрияхина Е.С., Апостолофф С., Бурмистров И.С. - 116/11/801
- Андрюшечкин Б. В.** (см. Глушков В. В.) - 116/11/770
- Андрющенко П. Д.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Анисимов А. Н.** (см. Бабунц Р. А.) - 116/7/481
(см. Бабунц Р. А.) - 116/11/763
(см. Лихачев К. В.) - 116/11/810
- Анкудинов А. В.** (см. Лихачев К. В.) - 116/11/810
- Анкудинов В. Е.** Рост двумерных гексагональных решеток в модели кристаллического фазового поля. Анкудинов В.Е., Галенко П.К. - 115/12/778
- Ануфриев Е. А.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Апостолофф С.** (см. Андрияхина Е. С.) - 116/11/801
- Арбузов А. Б.** Статический казимировский конденсат биспинорного поля во вселенной Фридмана. Арбузов А.Б., Гайдар С.М., Павлов А.Е. - 115/7/417
Эффекты электрослабых радиационных поправок в процессах электрон-позитронной аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \mu\mu$ с учетом поляризации при низких энергиях. Арбузов А.Б., Бондаренко С.Г., Дыдышко Е.В., Калиновская Л.В., Румянцев Л.А., Садыков Р.Р., Ермольчик В.Л., Ермольчик Ю.В. - 116/4/197
- Аронин А. С.** (см. Кончаков Р. А.) - 115/5/308
- Арсланов Т. Р.** (см. Гамзатов А. Г.) - 115/4/218
- Артамонов А. В.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Артемьев А. А.** Пятиточечные корреляционные числа в минимальной Лиувилевской гравитации. Артемьев А.А., Белавин А.А. - 116/9/579
- Артюх А. А.** Механические свойства алмазоподобных муаровых пленок. Артюх А.А., Чернозатонский Л.А. - 116/10/716
- Архипенко М. В.** (см. Бункин А. Ф.) - 115/8/528
- Архипова А. А.** (см. Компанец В. О.) - 116/4/217
- Архипов М. В.** Экспериментальное определение униполярности импульсного терагерцового излучения. Архипов М.В., Цыпкин А.Н., Жукова М.О., Исмагилов А.О., Пахомов А.В., Розанов Н.Н., Архипов Р.М. - 115/1/3
(см. Пахомов А. В.) - 116/3/151
- Архипов Р. М.** (см. Архипов М. В.) - 115/1/3
(см. Пахомов А. В.) - 116/3/151
- Астраханцева А. С.** (см. Кукушкин В. И.) - 116/4/211
- Атанова А. В.** Влияние кристаллизации на 3D структуру пор в сегнетоэлектрических пленках PZT. Атанова А.В., Хмеленин Д.Н., Жигалина О.М. - 116/10/694
- Афанасьев А. Е.** Фокусировка атомного пучка для эффективной загрузки атомного чипа. Афанасьев А.Е., Быкова Д.В., Скакуненко П.И., Балыкин В.И. - 115/9/562
- Афонин Г. В.** (см. Макаров А. С.) - 115/2/110
- Ашитков С. И.** (см. Хохлов В. А.) - 115/9/576
- Бабенко П. Ю.** (см. Зиновьев А. Н.) - 115/9/603
- Бабунц Р. А.** Проявления электронно-ядерных взаимодействий в спектрах высокочастотного ДЭЯР/ОДМР для триплетных Si-C дивакансий в SiC, обогащенном изотопом ^{13}C . Бабунц Р.А., Успенская Ю.А., Гурин А.С., Бундакова А.П., Мамин Г.В., Анисимов А.Н., Мохов Е.Н., Баранов П.Г. - 116/7/481
Релаксационные процессы и когерентные спиновые манипуляции для триплетных Si-C дивакансий в карбиде кремния, десятикратно обогащенном изотопом ^{13}C . Бабунц Р.А., Успенская Ю.А., Бундакова А.П., Мамин Г.В., Анисимов А.Н., Баранов П.Г. - 116/11/763
- Баженов А. Ю.** Сверхизлучательный фазовый переход в микроструктурах с комплексной сетевой архитектурой. Баженов А.Ю., Никитина М.М., Алоджанц А.П. - 115/11/685
- Байдин И. С.** (см. Родинов А. А.) - 116/4/225
- Бакаров А. К.** (см. Сарыпов Д. И.) - 116/6/350
(см. Быков А. А.) - 116/9/621
- Бакурский С. В.** (см. Максимовская А. А.) - 115/12/786
(см. Карелина Л. Н.) - 116/2/108
- Бакшеев Д. Г.** (см. Ткаченко О. А.) - 116/9/616
- Бакшт Е. Х.** (см. Тарасенко В. Ф.) - 115/11/710
- Балдин А. А.** (см. Потылицын А. П.) - 115/8/474
- Балыгин К. А.** Квантовое распределение ключей с недоверенными, открытыми для подслушателя детекторами. Балыгин К.А., Кулик С.П., Молотков С.Н. - 116/2/128
- Балыкин В. И.** (см. Афанасьев А. Е.) - 115/9/562
- Бантыш Б. И.** Томография оптической однокубитной квантовой памяти. Бантыш Б.И., Катамадзе К.Г., Богданов Ю.И., Герасимов К.И., Миннегалиев М.М., Урманчиев Р.В., Моисеев С.А. - 116/1/33
- Баранов П. Г.** (см. Бабунц Р. А.) - 116/7/481
(см. Бабунц Р. А.) - 116/11/763
(см. Лихачев К. В.) - 116/11/810
- Батулин Р. Г.** (см. Юсупов Р.) - 115/3/190
(см. Сосин С. С.) - 116/11/747
- Бахарев Н. Н.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Белавин А. А.** (см. Артемьев А. А.) - 116/9/579
- Белан С. А.** Влияние активного выпетливания на статистику тройных контактов в модели интер-

- фазных хромосом. Белан С.А., Старков Д.Е. - 115/12/811
- Белоплотов Д. В.** Убегающие электроны при формировании положительной волны ионизации в азоте и воздухе. Белоплотов Д.В., Тарасенко В.Ф., Соколин Д.А. - 116/5/284
- Белослудов В. Р.** Коллективный эффект трансформации сетки водородных связей на начальном этапе роста гидрата метана. Белослудов В.Р., Гец К.В., Жданов Р.К., Божко Ю.Ю., Белослудов Р.В., Чен Л.-Дж. - 115/3/144
Модифицированная молекулярная модель для описания конденсированных фаз тяжелой воды. Белослудов В.Р., Гец К.В., Жданов Р.К., Божко Ю.Ю., Субботин О.С. - 116/5/313
- Белослудов Р. В.** (см. Белослудов В. Р.) - 115/3/144
- Белотелов В. И.** (см. Полулях С. Н.) - 115/4/224
- Берегулин Е. В.** (см. Андрианов А. В.) - 116/12/825
- Бержанский В. Н.** (см. Полулях С. Н.) - 115/4/224
- Бишлер Л.** Инварианты узлов в корнях из единицы. Бишлер Л. - 116/3/181
- Благов А. Е.** (см. Элиович Я. А.) - 115/3/170
(см. Элиович Я. А.) - 115/8/492
- Блеко В. В.** (см. Потылицын А. П.) - 115/8/474
- Блохин А. А.** (см. Бобров М. А.) - 116/9/592
- Блохин С. А.** (см. Бобров М. А.) - 116/9/592
- Бобров М. А.** Цилиндрические микрорезонаторы с квантовыми точками InAs/GaAs – моделирование и анализ оптических характеристик. Бобров М.А., Блохин С.А., Малеев Н.А., Кузьменков А.Г., Блохин А.А., Васильев А.П., Гусева Ю.А., Рахлин М.В., Галимов А.И., Серов Ю.М., Трошков С.И., Устинов В.М., Торопов А.А. - 116/9/592
- Бовкун Л. С.** (см. Иконников А. В.) - 116/8/535
- Богач А. В.** (см. Хорошилов А. Л.) - 115/3/150
- Богданов Н. А.** (см. Богданов Ю. И.) - 115/8/520
- Богданов Ю. И.** Исследование свойств когерентности и запутанности макроскопических квантовых интерферирующих альтернатив. Богданов Ю.И., Богданова Н.А., Фастовец Д.В., Лукичев В.Ф. - 115/8/520
(см. Бантыш Б. И.) - 116/1/33
- Богомоллов Ю. В.** Модификация регуляризационного SVD-метода обратной свертки. Богомоллов Ю.В., Алексеев В.В., Леванова О.А., Майоров А.Г., Малахов В.В., Язынин С.Г. - 115/12/745
- Боев М. В.** Вклад флуктуаций параметра порядка в генерацию второй гармоники в двумерных мономолекулярных сверхпроводниках. Боев М.В., Ковалев В.М. - 116/3/173
- Божко А. Д.** (см. Глушков В. В.) - 116/11/770
- Божко Ю. Ю.** (см. Белослудов В. Р.) - 115/3/144
(см. Белослудов В. Р.) - 116/5/313
- Болдырев К. Н.** (см. Мельников А. А.) - 115/1/40
- Болотов Я. К.** (см. Родинов А. А.) - 116/4/225
- Большин В. В.** (см. Карелина Л. Н.) - 116/2/108
- Бондаренко С. Г.** Однопетлевые электрослабые радиационные поправки к поляризованному меллеровскому рассеянию. Бондаренко С.Г., Калиновская Л.В., Румянцев Л.А., Ермольчик В.Л. - 115/9/547
(см. Арбузов А. Б.) - 116/4/197
- Борисенко А. С.** (см. Семенов Н. В.) - 116/2/74
- Борисова С. Д.** (см. Русина Г. Г.) - 116/4/253
- Борисов А. Э.** (см. Сахин В. О.) - 115/4/270
- Бреев И. Д.** (см. Лихачев К. В.) - 116/11/810
- Бугай К. Е.** (см. Алферов С. В.) - 116/2/123
- Булатов Д. А.** (см. Зубов В. Е.) - 116/6/387
- Бундакова А. П.** (см. Бабунц Р. А.) - 116/7/481
(см. Бабунц Р. А.) - 116/11/763
- Бункин А. Ф.** Вынужденное комбинационное рассеяние в суспензиях вируса мозаики альтернативы и X-вируса картофеля в диапазоне частот 1–15 ГГц. Бункин А.Ф., Федоров А.Н., Давыдов М.А., Архипенко М.В., Никитин Н.А., Першин С.М. - 115/8/528
Вынужденное рассеяние лазерного излучения в водной суспензии стеклянных микросфер. Бункин А.Ф., Давыдов М.А., Федоров А.Н., Уваров О.В. - 116/9/599
- Буньков Ю. М.** Ответ на комментарий к статье “Бозе-конденсация и спиновая сверхтекучесть магнов в перпендикулярно намагниченной пленке железо-иттриевого граната” (Письма в ЖЭТФ 112(5), 314 (2020)). Буньков Ю.М. - 115/11/740
- Бурмистров И. С.** (см. Андрияхина Е. С.) - 116/11/801
- Бутенко А. В.** (см. Филатов Ю. Н.) - 116/7/411
- Бутько В. Г.** (см. Хачатурова Т. А.) - 115/1/47
- Бушуйкин П. А.** (см. Жукавин Р. Х.) - 116/3/139
- Быков А. А.** Магнито-межподзонные осцилляции в условиях перекрывающихся зон Ландау. Быков А.А., Стрыгин И.С., Родякина Е.Е., Бакаров А.К. - 116/9/621
- Быкова Д. В.** (см. Афанасьев А. Е.) - 115/9/562
- Быченков В. Ю.** (см. Глазырин С. И.) - 116/2/80
- Бычков В. Н.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Вайгель Т.** (см. Элиович Я. А.) - 115/8/492
- Валеев Б. Ю.** Латеральные 2D-1D-2D структуры графен–УНТ–графен: Теоретическое исследование электронных и транспортных свойств. Валеев Б.Ю., Токсумаков А.Н., Квашнин Д.Г., Чернозатонский Л.А. - 115/2/103
- Вальков В. В.** Спектр возбуждений в ансамбле бозонов Хаббарда. Вальков В.В. - 116/12/857
- Ваньков А. Б.** (см. Григорьев О. А.) - 116/6/364
- Варнаков С. Н.** (см. Высотин М. А.) - 116/5/318
- Варфоломеев В. И.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Васильев А. П.** (см. Бобров М. А.) - 116/9/592
- Васильев Е. В.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Васильев П. П.** Стимулированная Бозе конденсация электронно-дырочных пар в сильно вырожденном полупроводнике при комнатной температуре. Васильев П.П. - 115/1/35
Режим сильной связи и осцилляции Раби в GaAs/AlGaAs гетероструктурах как следствие

- конденсации электронно-дырочных пар при комнатной температуре. Васильев П.П. - 115/7/424
- Васин К. В.** (см. Юсупов Р.) - 115/3/190
К теории оптического диода на ионах железа в $\text{FeZnMo}_3\text{O}_8$. Васин К.В., Еремин М.В., Нурмухаметов А.Р. - 115/7/420
- Вахитов Р. М.** (см. Магадеев Е. Б.) - 115/2/123
- Вейнгер А. И.** Обнаружение ферромагнитных свойств Si:P в области фазового перехода изолятор-металл. Вейнгер А.И., Забродский А.Г., Лахдеранга Э., Семенихин П.В. - 115/11/730
- Векшина Е. О.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Вершков В. А.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
- Виноградов Н. П.** (см. Тарасенко В. Ф.) - 115/11/710
- Власенко В. А.** (см. Садаков А. В.) - 116/10/686
(см. Кузьмичев С. А.) - 116/10/702
- Водолазов Д. Ю.** (см. Уставщиков С. С.) - 115/10/658
- Волков В. А.** (см. Заболотных А. А.) - 115/3/163
- Волков М. К.** Процессы $e^+e^- \rightarrow a_1\pi$ и $e^+e^- \rightarrow [K_1(1270), K_1(1400)]K$ в киральной кварковой модели НИЛ. Волков М.К., Нурлан К. - 116/4/191
- Володин В. А.** (см. Зиновьев В. А.) - 116/9/608
- Волотовский Р. А.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Волчков С. С.** (см. Зимняков Д. А.) - 116/2/67
- Воронин А. А.** (см. Савицкий И. В.) - 115/7/437
- Воронин К. В.** Энергия активации и механизмы коллапса скирмионов в синтетических антиферромагнетиках. Воронин К.В., Лобанов И.С., Уздин В.М. - 116/4/242
- Воронов В. В.** (см. Глушков В. В.) - 116/11/770
- Вуколов А. В.** (см. Потылицын А. П.) - 115/8/474
- Высотин М. А.** О возможных магнитных свойствах ультратонких пленок Mn_2GaC на подложках Al_2O_3 . Высотин М.А., Тарасов И.А., Федоров А.С., Варнаков С.Н., Овчинников С.Г. - 116/5/318
- Высоцкий М. И.** (см. Годунов С. И.) - 115/2/67
- Габбасов Б. Ф.** (см. Юсупов Р.) - 115/3/190
- Гавриленко В. И.** (см. Иконников А. В.) - 116/8/535
- Гаврилкин С. Ю.** (см. Кузьмичев С. А.) - 116/10/702
- Гаврилюк А. Г.** Синтез и магнитные свойства фаз полигидридов железа при высоких давлениях мегабарного диапазона. Гаврилюк А.Г., Стружкин В.В., Аксенов С.Н., Иванова А.Г., Миронович А.А., Гроян И.А., Любутин И.С. - 116/11/779
- Гаврилюк Ю. М.** Новые ограничения на константу связи аксиона с электроном для солнечных аксионов. Гаврилюк Ю.М., Гангапшев А.Н., Дербин А.В., Драчнев И.С., Казалов В.В., Кузьминов В.В., Микулич М.С., Муратова В.Н., Текуева Д.А., Унжаков Е.В., Якименко С.П. - 116/1/13
- Гавричков В. А.** (см. Князев Ю. В.) - 116/8/556
- Гаврюшкин П. Н.** Первый экспериментальный синтез ортокарбоната Mg по реакции $\text{MgCO}_3 + \text{MgO} = \text{Mg}_2\text{CO}_4$ при давлениях нижней мантии Земли. Гаврюшкин П.Н., Мартиросян Н.С., Ращенко С.В., Сагатова Д.Н., Сагатов Н.Е., Семерикова А.И., Федотенко Т.М., Литасов К.Д. - 116/7/472
- Гайдар С. М.** (см. Арбузов А. Б.) - 115/7/417
- Галахов В. Р.** Рентгеновские абсорбционные Co L-спектры для установления зарядовых и спиновых состояний ионов кобальта в кобальтатах $\text{LnBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$ ($\text{Ln} = \text{Eu, Gd, Tb}$). Галахов В.Р., Удинцева М.С., Наумов С.В., Шамин С.Н., Гижевский Б.А. - 116/6/358
- Галенко П. К.** (см. Анкудинов В. Е.) - 115/12/778
- Галимов А. И.** (см. Бобров М. А.) - 116/9/592
- Галынский М. В.** Угловая зависимость переданной протону поляризации в процессе $e\bar{\nu} \rightarrow e\bar{\nu}$. Галынский М.В. - 116/7/419
- Гамзатов А. Г.** Влияния гидростатического давления на электросопротивление керамики $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$ вблизи T_C . Гамзатов А.Г., Гудин С.А., Арсланов Т.Р., Маркелова М.Н., Кауль А.Р. - 115/4/218
- Гангапшев А. Н.** (см. Гаврилюк Ю. М.) - 116/1/13
- Гелаш А. А.** (см. Расковалов А. А.) - 115/1/51
- Герасимов В. В.** (см. Жукавин Р. Х.) - 116/3/139
- Герасимов К. И.** (см. Миннегалиев М. М.) - 115/12/769
(см. Бантыш Б. И.) - 116/1/33
- Гец К. В.** (см. Белослудов В. Р.) - 115/3/144
(см. Белослудов В. Р.) - 116/5/313
- Гижевский Б. А.** (см. Галахов В. Р.) - 116/6/358
- Глазкова Д. А.** (см. Шикин А. М.) - 115/4/241
Электронная структура магнитных топологических изоляторов серии $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ при изменении концентрации атомов Sb. Глазкова Д.А., Естюнин Д.А., Климовских И.И., Макарова Т.П., Терещенко О.Е., Кох К.А., Голяшов В.А., Королева А.В., Шикин А.М. - 115/5/315
(см. Шикин А. М.) - 116/8/544
Смешанный тип магнитного порядка в собственных магнитных топологических изоляторах $\text{Mn}(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_4$. Глазкова Д.А., Естюнин Д.А., Климовских И.И., Рыбкина А.А., Головчанский И.А., Терещенко О.Е., Кох К.А., Щетинин И.В., Голяшов В.А., Шикин А.М. - 116/11/793
- Глазков В. Н.** (см. Сосин С. С.) - 116/11/747
- Глазырин С. И.** Нелокальный теплоперенос в мишени ЛТС для схемы прямого облучения. Глазырин С.И., Лыков В.А., Карпов С.А., Карлыханов Н.Г., Грязных Д.А., Быченков В.Ю. - 116/2/80
- Глезер А. М.** (см. Макаров А. С.) - 115/2/110
- Глушков В. В.** Критерий поверхностного электронного транспорта в коррелированном топологическом изоляторе SmV_6 . Глушков В.В., Журкин В.С., Божко А.Д., Кудрявцев О.Е., Андрюшечкин Б.В., Комаров Н.С., Воронов В.В., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.Б. - 116/11/770
- Гоголев А. С.** (см. Элиович Я. А.) - 115/3/170
- Годунов С. И.** Рождение мюонной пары в слиянии фотонов на БАК, сопровождаемом упругим рассея-

- нием одного из протонов. Годунов С.И., Каркарьян Е.К., Новиков В.А., Розанов А.Н., Высоцкий М.И., Жемчугов Е.В. - 115/2/67
- Головенчиц Е. И.** (см. Ханнанов Б. Х.) - 115/4/262
- Головчанский И. А.** (см. Карелина Л. Н.) - 116/2/108
(см. Глазкова Д. А.) - 116/11/793
- Голубь А. П.** (см. Попель С. И.) - 115/10/629
- Голяшов В. А.** (см. Глазкова Д. А.) - 115/5/315
(см. Глазкова Д. А.) - 116/11/793
- Горбачевич А. А.** (см. Шубин Н. М.) - 116/4/204
- Горбунов А. В.** Особенности растекания магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике. Горбунов А.В., Ларионов А.В., Кулик Л.В., Тимофеев В.Б. - 116/11/756
- Горин А. М.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Горчаков А. В.** (см. Федюхин Л. А.) - 116/5/275
- Грашин С. А.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
- Гриб А. А.** К вопросу о фазовых переходах в окрестности черных дыр. Гриб А.А., Павлов Ю.В. - 116/8/493
- Григорьев О. А.** Спектр нейтральных возбуждений в Лафлиновской жидкости 1/3. Григорьев О.А., Мусина Л.И., Загитова А.А., Ваньков А.Б., Кулик Л.В. - 116/6/364
- Григорьев С. В.** (см. Демишев С. В.) - 115/11/717
- Гриценко В. А.** (см. Перевалов Т. В.) - 115/2/89
- Гришаков К. С.** Полуметаллическая метастабильная твердая атомарная фаза азота. Гришаков К.С., Дегтяренко Н.Н. - 115/7/457
- Грязных Д. А.** (см. Глазырин С. И.) - 116/2/80
- Гудин С. А.** (см. Гамзатов А. Г.) - 115/4/218
- Гудкова Е. Н.** (см. Шаулов С. Б.) - 116/1/3
- Гудовских А. С.** (см. Агеев Э. И.) - 115/4/213
- Гурин А. С.** (см. Бабунц Р. А.) - 116/7/481
- Гурылева И. Л.** (см. Филатов Ю. Н.) - 116/7/411
- Гусаков Е. З.** О сильном влиянии нерезонансных трехволновых взаимодействий на насыщение низкороговой параметрической распадной неустойчивости. Гусаков Е.З., Попов А.Ю. - 116/1/41
- Гусев А. А.** (см. Хачатурова Т. А.) - 115/1/47
- Гусева Ю. А.** (см. Бобров М. А.) - 116/9/592
- Гусев Н. С.** (см. Уставщиков С. С.) - 115/10/658
- Гусев С. А.** (см. Уставщиков С. С.) - 115/10/658
- Гутаковский А. К.** (см. Зиновьев В. А.) - 116/9/608
- Гущин Е. Н.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Гущин М. Е.** (см. Зудин И. Ю.) - 116/1/46
- Давыдов М. А.** (см. Бункин А. Ф.) - 115/8/528
(см. Бункин А. Ф.) - 116/9/599
- Данилов П. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 115/5/287
- Дворецкий С. А.** (см. Рыжков М. С.) - 115/4/230
(см. Якунин М. В.) - 116/6/378
(см. Иконников А. В.) - 116/8/535
- Двуреченский А. В.** (см. Зиновьев В. А.) - 116/9/608
- Дегтяренко А. Ю.** (см. Кузьмичев С. А.) - 116/10/702
- Дегтяренко Н. Н.** (см. Гришаков К. С.) - 115/7/457
- Дедков Г. В.** Аномальный радиационный нагрев металлической наночастицы при движении вблизи металлической пластины. Дедков Г.В. - 116/6/394
- Демин В. А.** (см. Чернотановский Л. А.) - 115/3/184
- Демишев С. В.** (см. Хорошилов А. Л.) - 115/3/150
Спиновые флуктуации и спин-флуктуационной переход в магнитоупорядоченной фазе моносилцида марганца. Демишев С.В., Самарин А.Н., Карасев М.С., Григорьев С.В., Семенов А.В. - 115/11/717
- Демокритов С. О.** Комментарий к статье “Бозе конденсация и спиновая сверхтекучесть магнетонов в перпендикулярно намагниченной пленке железитриевого граната” (Письма в ЖЭТФ 112(5), 314 (2020)). Демокритов С.О. - 115/11/736
- Дербин А. В.** (см. Гаврилюк Ю. М.) - 116/1/13
- Дерябин А. С.** (см. Зиновьев В. А.) - 116/9/608
- Дессманн Н.** (см. Жукавин Р. Х.) - 116/3/139
- Джахангири З. А.** (см. Абдуллаев Н. А.) - 115/12/801
- Джоу С.** (см. Минин И. В.) - 116/3/146
- Дмитриенко В. Е.** (см. Элиович Я. А.) - 115/8/492
- Долганов В. К.** (см. Долганов П. В.) - 115/4/236
- Долганов П. В.** Утонышение смектических нанопленок, инициированное мениском. Долганов П.В., Долганов В.К., Кац Е.И. - 115/4/236
- Долгова К. В.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Долгополов В. Т.** Уплотнение зон и слияние уровней Ландау в сильно коррелированных двумерных электронных системах (Миниобзор). Долгополов В.Т., Мельников М.Ю., Шашкин А.А., Кравченко С.В. - 116/3/159
- Донсков С. В.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Дормидонов А. Е.** Формирование световой пули эллиптически поляризованного излучения. Дормидонов А.Е., Залозная Е.Д., Кандидов В.П., Компанец В.О., Чекалин С.В. - 115/1/15
Определение длительности одноциклового световой пули среднего инфракрасного диапазона по структуре индуцированных плазменных каналов или центров окраски. Дормидонов А.Е., Залозная Е.Д., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. - 116/7/434
- Дорогов А. Ф.** (см. Зимняков Д. А.) - 116/2/67
- Драбинский М. А.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
- Драчнев И. С.** (см. Гаврилюк Ю. М.) - 116/1/13
- Дремин А. А.** (см. Щепетильников А. В.) - 115/9/595
- Дремов В. В.** (см. Зайцев С. В.) - 116/4/233
- Дружинин А. В.** (см. Мазилкин А. А.) - 116/10/675
- Дудников В. А.** (см. Орлов Ю. С.) - 115/10/650
- Дук В. А.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Дыдышко Е. В.** (см. Арбузов А. Б.) - 116/4/197
- Егоров С. В.** (см. Карелина Л. Н.) - 116/2/108
- Екимов Е. А.** (см. Ширяев А. А.) - 115/11/692
- Елисеев Л. Г.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
(см. Саранча Г. А.) - 116/2/96

- Еремин М. В.** (см. Юсупов Р.) - 115/3/190
(см. Васин К. В.) - 115/7/420
- Ермольчик В. Л.** (см. Бондаренко С. Г.) - 115/9/547
(см. Арбузов А. Б.) - 116/4/197
- Ермольчик Ю. В.** (см. Арбузов А. Б.) - 116/4/197
- Естюнин Д. А.** (см. Шикин А. М.) - 115/4/241
(см. Глазкова Д. А.) - 115/5/315
(см. Шикин А. М.) - 116/8/544
(см. Глазкова Д. А.) - 116/11/793
- Жаховский В. В.** (см. Иногамов Н. А.) - 115/1/20
(см. Иногамов Н. А.) - 115/2/80
(см. Хохлов В. А.) - 115/9/576
- Жданов Е. Ю.** (см. Сарыпов Д. И.) - 116/6/350
- Жданов Р. К.** (см. Белослудов В. Р.) - 115/3/144
(см. Белослудов В. Р.) - 116/5/313
- Жевстовских И. В.** Анизотропия магнитных свойств в монокристаллах гибридных перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$. Жевстовских И.В., Чариковас Т.Б., Клепикова А.С., Попов М.Р., Степанова Е.А., Семенова О.И. - 116/1/54
- Желтиков А. М.** (см. Моисеев С. А.) - 115/6/353
(см. Савицкий И. В.) - 115/7/437
- Жемчугов Е. В.** (см. Годунов С. И.) - 115/2/67
- Жеребцов О. М.** (см. Серебров А. П.) - 116/10/644
- Живулько В. Д.** (см. Зиновьев В. А.) - 116/9/608
- Жигалина О. М.** (см. Атанова А. В.) - 116/10/694
- Жидовцев Н. А.** (см. Сулейманова Д. З.) - 115/2/71
- Жильцов Н. С.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Житомирский М.** (см. Сосин С. С.) - 116/11/747
- Жолудев М. С.** Расчет дискретных и резонансных уровней акцепторов в узкозонных твердых растворах CdHgTe . Жолудев М.С., Румянцев В.В., Морозов С.В. - 116/5/307
- Жорнак М.** (см. Элиович Я. А.) - 115/8/492
- Жукавин Р. Х.** Обнаружение осцилляций Рамсея в германии, легированном мелкими донорами, при возбуждении перехода $1s \rightarrow 2p_0$. Жукавин Р.Х., Бушуйкин П.А., Кукотенко В.В., Чопорова Ю.Ю., Дессманн Н., Ковалевский К.А., Цыпленков В.В., Герасимов В.В., Князев Б.А., Абросимов Н.В., Шастин В.Н. - 116/3/139
- Жуков А. А.** Неоднородность протекания тока в нанопроводах InN высокого качества. Жуков А.А. - 115/8/484
- Жукова М. О.** (см. Архипов М. В.) - 115/1/3
- Жуков В. В.** (см. Шаулов С. Б.) - 116/1/3
- Журкин В. С.** (см. Глушков В. В.) - 116/11/770
- Заболотных А. А.** Магнитоплазмон-поляритоны в двумерной электронной системе с тыловым затвором. Заболотных А.А., Волков В.А. - 115/3/163
- Забродский А. Г.** (см. Вейнгер А. И.) - 115/11/730
- Заварцев Ю. Д.** (см. Соловаров Н. К.) - 115/6/394
- Загитова А. А.** (см. Григорьев О. А.) - 116/6/364
- Задорожная Л. А.** (см. Тарасов А. П.) - 115/9/554
- Зайнуллина В. М.** Влияние нестехиометрии на магнитные свойства сплавов $\text{CeFe}_2:\text{Mn}$. Зайнуллина В.М., Коротин М.А. - 116/2/103
- Зайцева В. Е.** (см. Туманов В. А.) - 116/7/443
- Зайцев Н. Л.** (см. Шикин А. М.) - 116/8/544
- Зайцев С. В.** Оптическое детектирование циклотронного резонанса в неоднородных ферромагнитных структурах $\text{InGaAs/GaAs}/\delta\text{-}(\text{Mn})$. Зайцев С.В., Дремов В.В., Столяров В.С. - 116/4/233
- Заливако И. В.** (см. Семенин Н. В.) - 116/2/74
- Залиханов Б. Ж.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Залозная Е. Д.** (см. Дормидонов А. Е.) - 115/1/15
(см. Дормидонов А. Е.) - 116/7/434
- Захарян А. А.** (см. Суханова Е. В.) - 115/5/322
- Звездин А. К.** (см. Полулях С. Н.) - 115/4/224
- Зверев В. Н.** (см. Абдуллаев Н. А.) - 115/12/801
- Земцов И. А.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
- Зимняков Д. А.** О предельной длине усиления флуоресценции при лазерной накачке случайно-неоднородных сред. Зимняков Д.А., Волчков С.С., Кочкуров Л.А., Дорогов А.Ф. - 116/2/67
- Зиновьева А. Ф.** (см. Зиновьев В. А.) - 116/9/608
- Зиновьев А. Н.** Влияние многократности соударений на измерения электронных тормозных потерь при столкновениях атомных частиц с твердым телом. Зиновьев А.Н., Бабенко П.Ю. - 115/9/603
- Зиновьев В. А.** Синтез эпитаксиальных структур, содержащих двумерные слои Si, встроенные в диэлектрическую матрицу CaF_2 . Зиновьев В.А., Зиновьева А.Ф., Володин В.А., Гутаковский А.К., Дерябин А.С., Крупин А.Ю., Кулик Л.В., Живулько В.Д., Мудрый А.В., Двуреченский А.В. - 116/9/608
- Зипунова Е. В.** (см. Иванов А. В.) - 115/3/176
- Зубов В. Е.** Эффект Фарадея в FeVO_3 , обусловленный компонентой намагниченности параллельной оси C_3 . Зубов В.Е., Кудаков А.Д., Булатов Д.А., Стругацкий М.Б., Ягунов С.В. - 116/6/387
- Зудин И. Ю.** Особенности турбулентности, возбуждаемой импульсной высокочастотной накачкой в замагниченной плазме. Зудин И.Ю., Гуцин М.Е., Стриковский А.В., Коробков С.В., Петрова И.А., Катков А.Н., Кочедыков В.В. - 116/1/46
- Зуев Д. А.** (см. Агеев Э. И.) - 115/4/213
- Зюзин А. Ю.** Сверхпроводимость в разбавленной системе узлов с сильным межэлектронным притяжением. Зюзин А.Ю. - 116/9/603
- Иванов А. А.** (см. Савицкий И. В.) - 115/7/437
- Иванова А. Г.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 116/11/779
- Иванов А. В.** Уравнения корреляционной магнитодинамики для ферромагнетиков. Иванов А.В., Зипунова Е.В., Хилков С.А. - 115/3/176
- Иконников А. В.** Природа структурной асимметрии в двойных квантовых ямах HgTe . Иконников А.В., Криштопенко С.С., Бовкун Л.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Пио Б.А., Потемски М., Орлита М., Тепш Ф., Гавриленко В.И. - 116/8/535
- Ильичев Л. В.** (см. Томилин В. А.) - 116/9/628
- Ильющин И. Г.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Иногамов Н. А.** Физические процессы при лазерной

- абляции в жидкость. Иногамов Н.А., Жаховский В.В., Хохлов В.А. - 115/1/20
Лазерная ударная волна: пластичность, толщина слоя остаточных деформаций и переход из упруго-пластического в упругий режим распространения. Иногамов Н.А., Перов Е.А., Жаховский В.В., Шепелев В.В., Петров Ю.В., Фортова С.В. - 115/2/80 (см. Хохлов В. А.) - 115/9/576
- Инякин А. В.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Ионин А. А.** (см. Ризаев Г. Э.) - 115/11/699
- Исмагилов А. О.** (см. Архипов М. В.) - 115/1/3
- Исхакзай Просвирин Р. М. Х. И. П.** (см. Перевалов Т. В.) - 115/2/89
- Иудин В. А.** (см. Агеев Э. И.) - 115/4/213
- Ишханян А. М.** Качественное рассмотрение эффекта Шарнхорста. Ишханян А.М., Крайнов В.П. - 115/6/401
- Кавин А. А.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Казак Н. В.** (см. Князев Ю. В.) - 116/8/556
- Казалов В. В.** (см. Гаврилюк Ю. М.) - 116/1/13
- Казанцев Д. М.** Максимум в спектре терагерцового фотоотклика квантового точечного контакта. Казанцев Д.М., Альперович В.Л., Ткаченко В.А., Квон З.Д. - 116/2/116
- Казарян А. Г.** (см. Авчян Б. Р.) - 116/7/426
- Калиновская Л. В.** (см. Бондаренко С. Г.) - 115/9/547 (см. Арбузов А. Б.) - 116/4/197
- Каменский П. А.** (см. Сосорев А. Ю.) - 116/5/330
- Кандидов В. П.** (см. Дормидонов А. Е.) - 115/1/15 (см. Дормидонов А. Е.) - 116/7/434
- Каневский В. М.** (см. Тарасов А. П.) - 115/9/554
- Капаев В. В.** (см. Шубин Н. М.) - 116/4/204
- Капитан В. Ю.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Капитан Д. Ю.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Капралов В. Г.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Карасев М. С.** (см. Демишев С. В.) - 115/11/717
- Каратаев П. В.** (см. Потылицын А. П.) - 115/8/474
- Карелина Л. Н.** Эффект магнитной памяти в планарных микромостиках ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик на основе сильно разбавленного сплава PdFe. Карелина Л.Н., Шуравин Н.С., Бакурский С.В., Егоров С.В., Головчанский И.А., Чичков В.И., Больгинов В.В., Рязанов В.В. - 116/2/108
- Карельский К. В.** Формирование и классификация скачков и уединенных ударных волн в изэнтропических течениях политропных сплошных сред. Карельский К.В., Петросян А.С. - 116/2/88
- Каркарьян Е. К.** (см. Годунов С. И.) - 115/2/67
- Карлыханов Н. Г.** (см. Глазырин С. И.) - 116/2/80
- Карпов С. А.** (см. Глазырин С. И.) - 116/2/80
- Касахара Ё.** (см. Могилевский М. М.) - 115/10/636
- Катаев А. Л.** Замечки о влиянии КХД и электрослабых поправок на соотношение между полюсными и бегущими массами топ-кварка. Катаев А.Л., Молокоедов В.С. - 115/12/753
- Катамадзе К. Г.** Генерация и применение широкополосных бифотонных полей (Миниобзор). Катамадзе К.Г., Пащенко А.В., Романова А.В., Кулик С.П. - 115/10/613 (см. Бантыш Б. И.) - 116/1/33
- Катков А. Н.** (см. Зудин И. Ю.) - 116/1/46
- Кауль А. Р.** (см. Гамзатов А. Г.) - 115/4/218
- Кац Е. И.** (см. Долганов П. В.) - 115/4/236
- Квашнин А. Г.** (см. Суханова Е. В.) - 115/5/322
- Квашнин Д. Г.** (см. Валеев Б. Ю.) - 115/2/103
- Квон З. Д.** (см. Рыжков М. С.) - 115/4/230 (см. Казанцев Д. М.) - 116/2/116
- Кекелидзе Г. Д.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Кидалов С. В.** (см. Лихачев К. В.) - 116/11/810
- Кирпичев В. Е.** (см. Кукушкин В. И.) - 116/4/211
- Киселев Е. О.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Китаева Г. Х.** (см. Новикова Т. И.) - 116/6/343
- Киямов А. Г.** (см. Юсупов Р.) - 115/3/190 (см. Кузнецов М. Д.) - 116/12/843
- Кленов Н. В.** (см. Максимовская А. А.) - 115/12/786
- Клепикова А. С.** (см. Жевстовских И. В.) - 116/1/54
- Климов А. И.** (см. Тотьменинов Е. М.) - 115/8/479
- Климовских И. И.** (см. Глазкова Д. А.) - 115/5/315 (см. Шикин А. М.) - 116/8/544 (см. Глазкова Д. А.) - 116/11/793
- Клумов Б. А.** Структурные универсальности в двумерной жидкости Юкавы. Клумов Б.А. - 115/2/117 Двумерная система Юкавы: поведение дефектов вблизи области плавления. Клумов Б.А. - 116/10/681 (см. Сыроватка Р. А.) - 116/12/836
- Князев Б. А.** (см. Жукавин Р. Х.) - 116/3/139
- Князев Ю. В.** Магнитные свойства FeVO₃ в низкоспиновом состоянии. Князев Ю.В., Казак Н.В., Гавричков В.А., Полукеев С.И., Овчинников С.Г. - 116/8/556
- Кобелев Н. П.** (см. Макаров А. С.) - 115/2/110 (см. Кончаков Р. А.) - 115/5/308
- Ковалев В. М.** (см. Боев М. В.) - 116/3/173
- Ковалев М. С.** (см. Кудряшов С. И.) - 115/5/287
- Ковалевский К. А.** (см. Жукавин Р. Х.) - 116/3/139
- Коваль А. Н.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Ковальчук М. В.** (см. Элиович Я. А.) - 115/3/170 (см. Элиович Я. А.) - 115/8/492
- Кожевников В. Ю.** (см. Тарасенко В. Ф.) - 115/11/710
- Козлов Д. А.** (см. Рыжков М. С.) - 115/4/230
- Козловская К. А.** (см. Элиович Я. А.) - 115/8/492
- Козырев А. В.** (см. Тарасенко В. Ф.) - 115/11/710
- Коковин А. С.** (см. Тарасенко В. Ф.) - 115/11/710
- Колачевский Н. Н.** (см. Семенов Н. В.) - 116/2/74
- Колобов Ю. Р.** (см. Хохлов В. А.) - 115/9/576
- Колосов В. Н.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Колосовский Е. А.** (см. Федюхин Л. А.) - 116/5/275
- Колпак В. И.** (см. Могилевский М. М.) - 115/10/636
- Комаров Н. С.** (см. Глушков В. В.) - 116/11/770
- Компанец В. О.** (см. Дормидонов А. Е.) - 115/1/15 Управление фемтосекундной филаментацией посредством выстраивания молекул газа лазерными

- импульсами коротковолнового ИК диапазона. Компанец В.О., Архипова А.А., Мельников А.А., Чекалин С.В. - 116/4/217
(см. Дормидонов А. Е.) - 116/7/434
- Кондратенко А. М.** (см. Филатов Ю. Н.) - 116/7/411
- Кондратенко М. А.** (см. Филатов Ю. Н.) - 116/7/411
- Кондрин М. В.** (см. Ширяев А. А.) - 115/11/692
- Конев В. Ю.** (см. Тотьменинов Е. М.) - 115/8/479
- Кончаков Р. А.** Упругие диполи в кристаллических и стеклообразных алюминии и высокоэнтропийном сплаве $Fe_{20}Ni_{20}Cr_{20}Co_{20}Cu_{20}$. Кончаков Р.А., Макаров А.С., Аронин А.С., Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 115/5/308
- Коржов В. А.** (см. Элиович Я. А.) - 115/3/170
- Коробков С. В.** (см. Зудин И. Ю.) - 116/1/46
- Коробко Д. Д.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Королева А. В.** (см. Глазкова Д. А.) - 115/5/315
- Король А. О.** Вычисление основных состояний спиновых стекол с использованием ограниченной машины Больцмана. Король А.О., Капитан В.Ю., Пержу А.В., Падалко М.А., Капитан Д.Ю., Вологовский Р.А., Васильев Е.В., Рыбин А.Е., Овчинников П.А., Андриющенко П.Д., Макаров А.Г., Шевченко Ю.А., Ильюшин И.Г., Солдатов К.С. - 115/8/500
- Коротин М. А.** (см. Зайнуллина В. М.) - 116/2/103
- Косарева О. Г.** (см. Ризаев Г. Э.) - 115/11/699
- Костромин С. А.** (см. Филатов Ю. Н.) - 116/7/411
- Кох К. А.** (см. Глазкова Д. А.) - 115/5/315
(см. Глазкова Д. А.) - 116/11/793
- Кочарян В. Р.** (см. Элиович Я. А.) - 115/3/170
- Кочедыков В. В.** (см. Зудин И. Ю.) - 116/1/46
- Кочуров Л. А.** (см. Зимняков Д. А.) - 116/2/67
- Кочурин Е. А.** Прямое численное моделирование акустической турбулентности: спектр Захарова–Сагдеева. Кочурин Е.А., Кузнецов Е.А. - 116/12/830
- Кравцов В. И.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Кравченко С. В.** (см. Долгополов В. Т.) - 116/3/159
- Крайнов В. П.** (см. Ишханян А. М.) - 115/6/401
- Красиков К. М.** (см. Хорошилов А. Л.) - 115/3/150
- Кретова М. А.** (см. Макаров А. С.) - 115/2/110
- Криштопенко С. С.** (см. Иконников А. В.) - 116/8/535
- Крупин А. Ю.** (см. Зиновьев В. А.) - 116/9/608
- Крупин В. А.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
- Кубанкин А. С.** (см. Потылицын А. П.) - 115/8/474
- Кудаков А. Д.** (см. Зубов В. Е.) - 116/6/387
- Куденко Ю. Г.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Кудрявцев О. Е.** (см. Глушков В. В.) - 116/11/770
- Кудряшов С. И.** Трансформации спектра оптического фона, возбуждаемого в комбинационном рассеянии в объеме алмаза ультракороткими лазерными импульсами варьируемой длительности. Кудряшов С.И., Данилов П.А., Сдвиженский П.А., Леднев В.Н., Чень Ц., Остриков С.А., Кузьмин Е.В., Ковалев М.С., Левченко А.О. - 115/5/287
- Кузнецов Е. А.** (см. Кочурин Е. А.) - 116/12/830
- Кузнецов М. Д.** Расчет в рамках классической теории функционала плотности колебательных свойств и теплоемкости кристаллической решетки квазиодномерного антиферромагнетика $KFeSe_2$. Кузнецов М.Д., Киямов А.Г., Таюрский Д.А. - 116/12/843
- Кузьменков А. Г.** (см. Бобров М. А.) - 116/9/592
- Кузьмин Е. В.** (см. Кудряшов С. И.) - 115/5/287
- Кузьминов В. В.** (см. Гаврилюк Ю. М.) - 116/1/13
- Кузьмичева Т. Е.** (см. Садаков А. В.) - 116/10/686
(см. Кузьмичев С. А.) - 116/10/702
- Кузьмичев С. А.** (см. Садаков А. В.) - 116/10/686
Андреевская спектроскопия стехиометрического сверхпроводящего пниктида $EuCsFe_4As_4$. Кузьмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А., Дегтяренко А.Ю., Гаврилкин С.Ю., Кузьмичева Т.Е. - 116/10/702
- Куковицкий Е. Ф.** (см. Сахин В. О.) - 115/4/270
- Кукотенко В. В.** (см. Жукавин Р. Х.) - 116/3/139
- Кукушкин В. И.** Стимулирование неупругого рассеяния света в плазменных структурах с гигантским усилением рамановского сигнала. Кукушкин В.И., Кирпичев В.Е., Морозова Е.Н., Астраханцева А.С., Соловьев В.В., Кукушкин И.В. - 116/4/211
- Кукушкин И. В.** (см. Щепетильников А. В.) - 115/9/595
(см. Кукушкин В. И.) - 116/4/211
- Кулеева Н. А.** (см. Кучинский Э. З.) - 115/7/444
- Кулик А. В.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Кулик Л. В.** (см. Григорьев О. А.) - 116/6/364
(см. Зиновьев В. А.) - 116/9/608
(см. Горбунов А. В.) - 116/11/756
- Кулик С. П.** (см. Катамадзе К. Г.) - 115/10/613
(см. Балыгин К. А.) - 116/2/128
- Куприянова Е. А.** (см. Шаулов С. Б.) - 116/1/3
- Куприянов М. Ю.** (см. Максимовская А. А.) - 115/12/786
- Курбанова Д. Р.** Фазовая диаграмма четырехвершинной модели Поттса с конкурирующими обменными взаимодействиями. Курбанова Д.Р., Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Магомедов М.А. - 115/8/505
- Курские Г. С.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Курщев В. Ф.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Кустов П. Н.** (см. Агеев Э. И.) - 115/4/213
- Кутовой С. А.** (см. Соловаров Н. К.) - 115/6/394
- Кучинский Э. З.** Эффект Холла в легированном моттовском диэлектрике: DMFT-приближение. Кучинский Э.З., Кулеева Н.А., Хомский Д.И., Садовский М.В. - 115/7/444
- Лавриков А. С.** (см. Тарасов А. П.) - 115/9/554
- Ладыгин В. П.** (см. Филатов Ю. Н.) - 116/7/411
- Ланин А. А.** (см. Савицкий И. В.) - 115/7/437
- Ларионов А. В.** (см. Горбунов А. В.) - 116/11/756
- Лахдеранта Э.** (см. Вейнгер А. И.) - 115/11/730
- Лахин В. П.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
- Лебедев В. Г.** Динамика перераспределения примеси

- на границах фаз растворов: фазово-полевой подход. Лебедев В.Г. - 115/4/256
- Леванова О. А.** (см. Богомолов Ю. В.) - 115/12/745
- Левичев М. Ю.** (см. Уставщиков С. С.) - 115/10/658
- Левченко А. А.** (см. Рыжкин М. И.) - 116/5/300
- Левченко А. О.** (см. Кудряшов С. И.) - 115/5/287
- Леднев В. Н.** (см. Кудряшов С. И.) - 115/5/287
- Леонтьев А. А.** (см. Новикова Т. И.) - 116/6/343
- Липаев А. М.** (см. Сыроватка Р. А.) - 116/12/836
- Литасов К. Д.** (см. Гаврюшкин П. Н.) - 116/7/472
- Литвинов Р.** Связанные внутримодовые солитонные пучки в тонкой лево-ориентированной пленке на право-ориентированной керровской подложке. Литвинов Р., Мелихова Н. - 116/1/20
- Лихачев К. В.** Наночастицы 6H-SiC, интегрированные с атомно-силовым микроскопом для сканирующих квантовых сенсоров. Лихачев К.В., Бреев И.Д., Кидалов С.В., Баранов П.Г., Нагалок С.С., Анкудинов А.В., Анисимов А.Н. - 116/11/810
- Лишин В. А.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Ли Я.** (см. Савицкий И. В.) - 115/7/437
- Лобанов И. С.** (см. Воронин К. В.) - 116/4/242
- Лобанов К. М.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Лобанов Н. Д.** (см. Морозова М. А.) - 115/12/793
- Лосев А. С.** (см. Чекерес О. С.) - 115/1/59
- Лудт К.** (см. Элиович Я. А.) - 115/8/492
- Лукичев В. Ф.** (см. Богданов Ю. И.) - 115/8/520
- Лункин А. В.** Эффект бабочки в системе квантовых точек в модели Сачдева-Йе-Китаева. Лункин А.В. - 115/5/328
- Лыков В. А.** (см. Глазырин С. И.) - 116/2/80
- Лысан В. М.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Лысенко С. Е.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
- Любутин И. С.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 116/11/779
- Магадеев Е. Б.** Структура магнитных неоднородностей в пленках с топологическими особенностями. Магадеев Е.Б., Вахитов Р.М. - 115/2/123
- Магомедов М. А.** (см. Курбанова Д. Р.) - 115/8/505
- Мазилкин А. А.** Автоколебания крутящего момента при деформации кручением под высоким давлением сплава NdFeB. Мазилкин А.А., Протасова С.Г., Страумал Б.Б., Дружинин А.В. - 116/10/675
- Майдыковский А. И.** Двухфотонная лазерная литография активных резонаторных микроструктур. Майдыковский А.И., Мамонов Е.А., Митетело Н.В., Сория С., Мурзина Т.В. - 115/5/297
- Майоров А. Г.** (см. Богомолов Ю. В.) - 115/12/745
- Макаров А. Г.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Макаров А. С.** О природе избыточной внутренней энергии и энтропии металлических стекол. Макаров А.С., Кретова М.А., Афонин Г.В., Цзяо Ц.Ч., Глезер А.М., Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 115/2/110 (см. Кончаков Р. А.) - 115/5/308
- Макарова Т. П.** (см. Глазкова Д. А.) - 115/5/315 (см. Шикин А. М.) - 116/8/544
- Макаров Г. Н.** Индуцированное мощным ИК лазером радиационно-столкновительное вовлечение молекул, не поглощающих лазерное излучение, в резонанс с лазерным полем в двухкомпонентной молекулярной среде. Макаров Г.Н., Петин А.Н. - 115/5/292
- О возможности эффективной изотопно-селективной ИК диссоциации колебательно-возбужденных бихроматическим лазерным излучением молекул $^{235}\text{UF}_6$. Макаров Г.Н. - 115/11/703
- Максимов А. А.** Температурная зависимость циркулярно поляризованного излучения инжекционного полупроводникового лазера. Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И. - 116/8/500
- Максимовская А. А.** Фазовая логика на основе джозефсоновских π -контактов. Максимовская А.А., Ружицкий В.И., Кленов Н.В., Бакурский С.В., Куприянов М.Ю., Соловьев И.И. - 115/12/786
- Малахов В. В.** (см. Богомолов Ю. В.) - 115/12/745
- Малеев Н. А.** (см. Бобров М. А.) - 116/9/592
- Мамедов Н. Т.** (см. Абдуллаев Н. А.) - 115/12/801
- Мамин Г. В.** (см. Бабунц Р. А.) - 116/7/481 (см. Бабунц Р. А.) - 116/11/763
- Мамонов Е. А.** (см. Майдыковский А. И.) - 115/5/297
- Манохин С. С.** (см. Хохлов В. А.) - 115/9/576
- Маркелова М. Н.** (см. Гамзатов А. Г.) - 115/4/218
- Мартиросян Н. С.** (см. Гаврюшкин П. Н.) - 116/7/472
- Мартынов С. Н.** Основное состояние орбитально упорядоченного ферромагнетика PbMnVO_4 . Мартынов С.Н. - 115/11/724
- Массалимов Б. И.** (см. Садаков А. В.) - 116/10/686
- Матвеев А. А.** Нелинейный резонанс при возбуждении магнитного наноцилиндра спин-поляризованным током. Матвеев А.А., Сафин А.Р., Никитов С.А. - 116/7/450
- Матвеев О. В.** Линейные и нелинейные эффекты в структурах на основе магнитных кристаллов и полупроводников. Матвеев О.В., Романенко Д.В., Морозова М.А. - 115/6/379 (см. Морозова М. А.) - 115/12/793
- Махмудиан М. М.** Теория вращающегося двумерного вигнеровского кластера. Махмудиан М.М., Махмудиан М.М., Энтин М.В. - 115/10/642
- Ответ на комментарий к статье "Теория вращающегося двумерного вигнеровского кластера" (Письма в ЖЭТФ 115(10), 642 (2022)). Махмудиан М.М., Махмудиан М.М., Энтин М.В. - 116/6/401
- Медведев М. А.** (см. Родинов А. А.) - 116/4/225
- Медынский М. В.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Мелихова Н.** (см. Литвинов Р.) - 116/1/20
- Мельников А. А.** Аномальное поведение ИК-активной фононной E_u^1 моды в кристалле $\text{Bi}_{2-x}\text{SrxSe}_3$. Мельников А.А., Болдырев К.Н., Селиванов Ю.Г., Чекалин С.В. - 115/1/40 (см. Компанец В. О.) - 116/4/217 (см. Филатов Ю. Н.) - 116/7/411

- Мельников А. В.** Исследование геодезических акустических и альвеновских колебаний в тороидальных термоядерных установках (Миниобзор). Мельников А.В., Вершков В.А., Грашин С.А., Драбинский М.А., Елисеев Л.Г., Земцов И.А., Крушин В.А., Лахин В.П., Лысенко С.Е., Немец А.Р., Нурғалиев М.Р., Харчев Н.К., Хабанов Ф.О., Шелухин Д.А. - 115/6/360
(см. Саранча Г. А.) - 116/2/96
- Мельников М. Ю.** (см. Долгополов В. Т.) - 116/3/159
- Мигаль Е. А.** (см. Румянцев Б. В.) - 115/7/431
- Миёши Ё.** (см. Могилевский М. М.) - 115/10/636
- Микулич М. С.** (см. Гаврилюк Ю. М.) - 116/1/13
- Минаев В. Б.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Минин И. В.** Фано резонанс высокого порядка в диэлектрической мезоразмерной сфере из материала с низким показателем преломления. Минин И.В., Минин О.В., Джоу С. - 116/3/146
- Минин О. В.** (см. Минин И. В.) - 116/3/146
- Миннеғалиев М. М.** Реализация протокола оптической квантовой памяти в кристалле $^{167}\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$. Миннеғалиев М.М., Герасимов К.И., Сабиров Т.Н., Урманчиев Р.В., Моисеев С.А. - 115/12/769
(см. Бантыш Б. И.) - 116/1/33
- Миронович А. А.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 116/11/779
- Мирошников И. В.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Митетело Н. В.** (см. Майдыковский А. И.) - 115/5/297
- Михайлова Ю. В.** (см. Агеев Э. И.) - 115/4/213
- Михайлов В. М.** (см. Садаков А. В.) - 116/10/686
- Михайлов Н. Н.** (см. Рыжков М. С.) - 115/4/230
(см. Якунин М. В.) - 116/6/378
(см. Иконников А. В.) - 116/8/535
- Михеев К. Е.** (см. Румянцев Б. В.) - 115/7/431
(см. Румянцев Б. В.) - 116/10/659
- Мишняков В.** О дифференциальных уравнениях для диаграмм Фейнмана (Миниобзор). Мишняков В., Супрун П. - 115/8/512
- Мкртчян А. Г.** (см. Элиович Я. А.) - 115/3/170
- Мнев П. Н.** (см. Чекерес О. С.) - 115/1/59
- Мовсисян А. Е.** (см. Элиович Я. А.) - 115/3/170
- Могилевский М. М.** (см. Чернышов А. А.) - 115/1/28
Каналирование аврорального километрового радиоизлучения при геомагнитных возмущениях. Могилевский М.М., Чугунин Д.В., Чернышов А.А., Колпак В.И., Моисеенко И.Л., Касахара Ё., Миёши Ё. - 115/10/636
- Мозговой А. Г.** (см. Родинов А. А.) - 116/4/225
- Моисеев С. А.** Многорезонаторная квантовая память с одиночными атомами. Моисеев С.А., Перминов Н.С., Желтиков А.М. - 115/6/353
(см. Миннеғалиев М. М.) - 115/12/769
(см. Бантыш Б. И.) - 116/1/33
- Моисеенко И. Л.** (см. Могилевский М. М.) - 115/10/636
- Мокроусова Д. В.** (см. Ризаев Г. Э.) - 115/11/699
- Молокоедов В. С.** (см. Катаев А. Л.) - 115/12/753
- Молотков С. Н.** (см. Балыгин К. А.) - 116/2/128
- Моргун Л. А.** (см. Сахин В. О.) - 115/4/270
- Морозова Е. Н.** (см. Кукушкин В. И.) - 116/4/211
- Морозова М. А.** (см. Матвеев О. В.) - 115/6/379
Механизм формирования запрещенных зон спиновых волн в связанных магнетонных кристаллах. Морозова М.А., Лобанов Н.Д., Матвеев О.В., Никитов С.А. - 115/12/793
- Морозов О. В.** (см. Сосин С. С.) - 116/11/747
- Морозов С. В.** (см. Жолудев М. С.) - 116/5/307
- Москалюк О. А.** (см. Андрианов А. В.) - 115/1/10
- Мохов Е. Н.** (см. Бабунц Р. А.) - 116/7/481
- Мудрый А. В.** (см. Зиновьев В. А.) - 116/9/608
- Муратов А. В.** (см. Садаков А. В.) - 116/10/686
- Муратова В. Н.** (см. Гаврилюк Ю. М.) - 116/1/13
- Мурзина Т. В.** (см. Майдыковский А. И.) - 115/5/297
- Муртазаев А. К.** (см. Курбанова Д. Р.) - 115/8/505
- Мусина Л. И.** (см. Григорьев О. А.) - 116/6/364
- Мухин Е. Е.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Мухин И. С.** (см. Агеев Э. И.) - 115/4/213
- Нагальок С. С.** (см. Лихачев К. В.) - 116/11/810
- Надолинский А. М.** (см. Хоперский А. Н.) - 115/8/469
- Наумкин В. Н.** (см. Сыроватка Р. А.) - 116/12/836
- Наумов С. В.** (см. Солин Н. И.) - 115/9/585
(см. Галахов В. Р.) - 116/6/358
- Неверов В. Н.** (см. Якунин М. В.) - 116/6/378
- Неласов И. В.** (см. Хохлов В. А.) - 115/9/576
- Немец А. Р.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
- Низамов Б. А.** Ограничения на популяцию космических лучей в радиогало галактики M87 по данным гамма-наблюдений. Низамов Б.А., Пширков М.С. - 115/5/281
- Никитина М. М.** (см. Баженов А. Ю.) - 115/11/685
- Никитин Н. А.** (см. Бункин А. Ф.) - 115/8/528
- Никитов С. А.** (см. Морозова М. А.) - 115/12/793
(см. Матвеев А. А.) - 116/7/450
- Николаева И. А.** (см. Ризаев Г. Э.) - 115/11/699
- Новикова Т. И.** Измерение квантовой эффективности аналоговых детекторов в поле параметрического рассеяния света. Новикова Т.И., Леонтьев А.А., Китаева Г.Х. - 116/6/343
- Новиков В. А.** (см. Годунов С. И.) - 115/2/67
- Новохацкий А. Н.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Нурғалиев М. Р.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
- Нурлан К.** (см. Волков М. К.) - 116/4/191
- Нурмухаметов А. Р.** (см. Васин К. В.) - 115/7/420
- Образцов В. Ф.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Овчинникова Е. Н.** (см. Элиович Я. А.) - 115/8/492
- Овчинникова Т. М.** (см. Орлов Ю. С.) - 115/10/650
- Овчинников П. А.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Овчинников С. Г.** (см. Орлов Ю. С.) - 115/10/650
(см. Высотин М. А.) - 116/5/318
(см. Князев Ю. В.) - 116/8/556
- Огинов А. В.** (см. Родинов А. А.) - 116/4/225
- Орлита М.** (см. Иконников А. В.) - 116/8/535

- Орлов Ю. С.** Флуктуации мультиплетности ионов Co^{3+} и смягчение фоновонного спектра редкоземельных оксидов кобальта. Орлов Ю.С., Дудников В.А., Соколов А.Э., Овчинникова Т.М., Шестаков Н.П., Овчинников С.Г. - 115/10/650
- Осипов А. А.** Массы легких кварков в теории с динамическим нарушением киральной симметрии. Осипов А.А. - 115/6/339
 π^0 - η - η' смешивание в теории с четырехкварковыми взаимодействиями. Осипов А.А. - 115/7/411
- Остриков С. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 115/5/287
- Отроков М. М.** (см. Абдуллаев Н. А.) - 115/12/801
- Охотников А. В.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Павлов А. Е.** (см. Арбузов А. Б.) - 115/7/417
- Павлов Ю. В.** (см. Гриб А. А.) - 116/8/493
- Падалко М. А.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Падохин А. М.** (см. Соловьева М. С.) - 116/11/816
- Панов Н. А.** (см. Ризаев Г. Э.) - 115/11/699
- Паращук Д. Ю.** (см. Сосоров А. Ю.) - 116/5/330
- Паращук О. Д.** (см. Сосоров А. Ю.) - 116/5/330
- Паргачев И. А.** (см. Алферов С. В.) - 116/2/123
- Паркевич Е. В.** (см. Родинов А. А.) - 116/4/225
- Пахомов А. В.** (см. Архипов М. В.) - 115/1/3
 Сверхизлучение протяженной резонансной среды, возбуждаемой полуцикловыми аттосекундными импульсами. Пахомов А.В., Архипов М.В., Розанов Н.Н., Архипов Р.М. - 116/3/151
- Пашенькин И. Ю.** (см. Уставщиков С. С.) - 115/10/658
- Пашенко А. В.** (см. Катамадзе К. Г.) - 115/10/613
- Пегель И. В.** (см. Тотьменинов Е. М.) - 115/8/479
- Перваков К. С.** (см. Садаков А. В.) - 116/10/686
 (см. Кузьмичев С. А.) - 116/10/702
- Перевалов Т. В.** Бесформовочные мемристоры на основе оксида гафния, обработанного в водородной плазме электрон-циклотронного резонанса. Перевалов Т.В., Исхакзай Р.М.Х. Просвириин И.П., Алиев В.Ш., Гриценко В.А. - 115/2/89
- Пержу А. В.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Перминов Н. С.** (см. Моисеев С. А.) - 115/6/353
- Перов Е. А.** (см. Иногамов Н. А.) - 115/2/80
- Першин С. М.** (см. Бункин А. Ф.) - 115/8/528
- Петин А. Н.** (см. Макаров Г. Н.) - 115/5/292
- Петрова Е. А.** (см. Агеев Э. И.) - 115/4/213
- Петрова И. А.** (см. Зудин И. Ю.) - 116/1/46
- Петров Ю. В.** (см. Иногамов Н. А.) - 115/2/80
 (см. Хохлов В. А.) - 115/9/576
 (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Петросян А. С.** (см. Карельский К. В.) - 116/2/88
- Пио Б. А.** (см. Иконников А. В.) - 116/8/535
- Писаревский Ю. В.** (см. Элиович Я. А.) - 115/8/492
- Пихлер Г.** (см. Саргсян А.) - 115/6/346
- Погосов А. Г.** (см. Сарыпов Д. И.) - 116/6/350
- Подгорных С. М.** (см. Якунин М. В.) - 116/6/378
- Подливаев А. И.** Двухслойный графен – Стоун-Уэльсовский графен: структура, устойчивость и межслоевая теплопроводность. Подливаев А.И. - 115/6/384
- Пойдашев Д. Г.** Динамика фотоиндуцированных реакций, протекающих при многофотонной ионизации смешанных кластеров $(CF_3I)_nXe_m$ фемтосекундным УФ излучением. Пойдашев Д.Г., Аблясова О.С., Рябов Е.А. - 115/9/571
- Половец С. Е.** (см. Хорошилов А. Л.) - 115/3/150
- Полукеев С. И.** (см. Князев Ю. В.) - 116/8/556
- Полулях С. Н.** Индуцированная светом модификация спектров ФМР пленки висмут-замещенного феррита-граната иттрия. Полулях С.Н., Семук Е.Ю., Звездин А.К., Бержанский В.Н., Белотелов В.И. - 115/4/224
- Поляков В. А.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Поляруш А. Ю.** Измерение T -нечетной корреляции в радиационном распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma$ с помощью установки ОКА. Поляруш А.Ю., Акименко С.А., Артамонов А.В., Бычков В.Н., Горин А.М., Гуштин Е.Н., Донсков С.В., Дук В.А., Залиханов Б.Ж., Инякин А.В., Кекелидзе Г.Д., Колосов В.Н., Кравцов В.И., Куденко Ю.Г., Кулик А.В., Куршеев В.Ф., Лишин В.А., Лысан В.М., Медынский М.В., Образцов В.Ф., Охотников А.В., Поляков В.А., Романовский В.И., Рыкалин В.И., Садовский А.С., Самойленко В.Д., Тюрин И.С., Уваров В.А., Филин А.П., Филиппов С.Н., Хаустов Г.В., Холоденко С.А., Худяков А.А., Чикилев О.Г., Ющенко О.П. - 116/9/586
- Попель С. И.** К вопросу об аномальной диссипации в плазме запыленной экзосферы Луны. Попель С.И., Голубь А.П. - 115/10/629
- Попов А. Ю.** (см. Гусаков Е. З.) - 116/1/41
- Попов З. И.** (см. Суханова Е. В.) - 115/5/322
- Попов М. Р.** (см. Жевстовских И. В.) - 116/1/54
 (см. Якунин М. В.) - 116/6/378
- Потемкин Ф. В.** (см. Сулейманова Д. З.) - 115/2/71
 (см. Румянцев Б. В.) - 115/7/431
 (см. Пушкин А. В.) - 116/8/508
 (см. Румянцев Б. В.) - 116/10/659
- Потемски М.** (см. Иконников А. В.) - 116/8/535
- Потылицын А. П.** Монохроматическое оптическое излучение Вавилова–Черенкова умеренно релятивистских ионов в радиаторах с частотной дисперсией. Потылицын А.П., Алексеев Б.А., Вуколов А.В., Шевелев М.В., Балдин А.А., Блеко В.В., Каратаев П.В., Кубанкин А.С. - 115/8/474
- Похабов Д. А.** (см. Сарыпов Д. И.) - 116/6/350
- Прекул А. Ф.** Зависимость электронных свойств квазикристаллов от неравновесной заселенности двухуровневых электронных ловушек. Прекул А.Ф., Щеголихина Н.И. - 115/3/139
- Прищепа А. Р.** (см. Садаков А. В.) - 116/10/686
- Прокофьев В. Ю.** (см. Ширяев А. А.) - 115/11/692
- Протасова С. Г.** (см. Мазилкин А. А.) - 116/10/675
- Прошин Ю. Н.** (см. Туманов В. А.) - 116/7/443
- Прудковский П. А.** Моды Шмидта и временная волновая функция широкополосного бифотонного поля. Прудковский П.А. - 116/10/667

- Пудалов В. М.** (см. Сахин В. О.) - 115/4/270
Фазовое расслоение в двумерных электронных системах: экспериментальная картина явлений (Миниобзор). Пудалов В.М. - 116/7/456
- Пушкарев Д. В.** (см. Ризаев Г. Э.) - 115/11/699
- Пушкин А. В.** (см. Румянцев Б. В.) - 115/7/431
Особенности получения мощных (до 1 МВт, 100 мДж) 3-мкм наносекундных лазерных импульсов в эрбиевых кристаллах в частотном режиме. Пушкин А.В., Потемкин Ф.В. - 116/8/508
(см. Румянцев Б. В.) - 116/10/659
- Пширков М. С.** (см. Низамов Б. А.) - 115/5/281
- Пятовский С. Е.** (см. Шаулов С. Б.) - 116/1/3
- Рамазанов М. К.** (см. Курбанова Д. Р.) - 115/8/505
- Расковалов А. А.** Резонансное взаимодействие векторных бризеров. Расковалов А.А., Гелаши А.А. - 115/1/51
- Рахлин М. В.** (см. Бобров М. А.) - 116/9/592
- Рахманов А. Л.** (см. Хохлов Д. А.) - 116/8/517
(см. Сбойчаков А. О.) - 116/10/708
- Ращенко С. В.** (см. Гаврюшкин П. Н.) - 116/7/472
- Ризаев Г. Э.** Нарушение осевой симметрии терагерцового излучения плазмы одноцветного филамента. Ризаев Г.Э., Мокроусова Д.В., Пушкарев Д.В., Шипило Д.Е., Николаева И.А., Панов Н.А., Селезнев Л.В., Косарева О.Г., Ионин А.А. - 115/11/699
- Родинов А. А.** Исследование областей генерации жестких ионизирующих излучений в атмосферном разряде. Родинов А.А., Агафонов А.В., Рябов В.А., Шпаков К.В., Байдин И.С., Болотов Я.К., Медведев М.А., Паркевич Е.В., Мозговой А.Г., Огинов А.В. - 116/4/225
- Родкин Д. М.** Особенности альфа-распада высоковозбужденных состояний ядра ^{10}Be . Родкин Д.М., Чувильский Ю.М. - 116/10/637
- Родякина Е. Е.** (см. Быков А. А.) - 116/9/621
- Рожанский В. А.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Рожков А. В.** (см. Сбойчаков А. О.) - 116/10/708
- Розанов А. Н.** (см. Годунов С. И.) - 115/2/67
- Розанов Н. Н.** (см. Архипов М. В.) - 115/1/3
(см. Пахомов А. В.) - 116/3/151
- Розенбаум В. М.** Инерционный возвратно-поступательный фотомотор. Розенбаум В.М., Шалочкина И.В., Трахтенберг Л.И. - 116/12/863
- Романенко Д. В.** (см. Матвеев О. В.) - 115/6/379
- Романова А. В.** (см. Катамадзе К. Г.) - 115/10/613
- Романова И. В.** (см. Сосин С. С.) - 116/11/747
- Романовский В. И.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Рубан В. П.** Прямая и обратная прецессия массивного вихря в бинарном бозе-конденсате. Рубан В.П. - 115/7/450
Системы вихрей в бинарном бозе-конденсате типа "ядро-оболочка". Рубан В.П. - 116/5/324
- Ружицкий В. И.** (см. Максимовская А. А.) - 115/12/786
- Румянцев Б. В.** Генерация оптических гармоник при взаимодействии высокоинтенсивного (до 10^{14} Вт/см 2) фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК диапазона лазерной системы на кристалле Fe:ZnSe с плотной ламинарной газовой струей. Румянцев Б.В., Михеев К.Е., Пушкин А.В., Мигаль Е.А., Стремоухов С.Ю., Потемкин Ф.В. - 115/7/431
Влияние длины и давления газовой струи на процесс генерации оптических гармоник фемтосекундным излучением лазерной системы на кристалле Fe:ZnSe с длиной волны 4.5 мкм. Румянцев Б.В., Пушкин А.В., Михеев К.Е., Потемкин Ф.В. - 116/10/659
- Румянцев В. В.** (см. Жолудев М. С.) - 116/5/307
- Румянцев Л. А.** (см. Бондаренко С. Г.) - 115/9/547
(см. Арбузов А. Б.) - 116/4/197
- Русина Г. Г.** Динамическая стабильность субмонослойных структур в системе Li/Cu(111). Русина Г.Г., Борисова С.Д., Чулков Е.В. - 116/4/253
- Рыбин А. Е.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Рыбкина А. А.** (см. Глазкова Д. А.) - 116/11/793
- Рыжкин И. А.** (см. Рыжкин М. И.) - 116/5/300
- Рыжкин М. И.** Пайерлсовская неустойчивость решетки Либа. Рыжкин М.И., Левченко А.А., Рыжкин И.А. - 116/5/300
- Рыжков М. С.** Краевой и объемный транспорт в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdHgTe. Рыжков М.С., Худайбердиев Д.А., Козлов Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. - 115/4/230
- Рыкалин В. И.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Рябов В. А.** (см. Шаулов С. Б.) - 116/1/3
(см. Родинов А. А.) - 116/4/225
- Рябов Е. А.** (см. Пойдашев Д. Г.) - 115/9/571
- Рязанов В. В.** (см. Карелина Л. Н.) - 116/2/108
- Сабиров Т. Н.** (см. Миннегалиев М. М.) - 115/12/769
- Савицкий И. В.** Измерение временной структуры поля и фазы несущей однопериодных импульсов ближнего и среднего инфракрасного диапазона. Савицкий И.В., Степанов Е.А., Ланин А.А., Воронин А.А., Серебрянников Е.Е., Иванов А.А., Ху М., Ли Я., Федотов А.Б., Желтиков А.М. - 115/7/437
- Сагатова Д. Н.** (см. Гаврюшкин П. Н.) - 116/7/472
- Сагатов Н. Е.** (см. Гаврюшкин П. Н.) - 116/7/472
- Садаков А. В.** Определение сверхпроводящего параметра порядка слабо недодопированных пниктидов $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ двумя взаимодополняющими методами. Садаков А.В., Муратов А.В., Кузьмичев С.А., Соболевский О.А., Массалимов Б.И., Прищепка А.Р., Михайлов В.М., Перваков К.С., Власенко В.А., Кузьмичева Т.Е. - 116/10/686
- Садовский А. С.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Садовский М. В.** (см. Кучинский Э. З.) - 115/7/444
- Садыков Р. Р.** (см. Арбузов А. Б.) - 116/4/197
- Сазонов С. В.** Оптические солитоны с наклонными волновыми фронтами. Сазонов С.В. - 115/4/207
Локализованные диссипативные униполярные объ-

- екты в условиях вынужденного комбинационного рассеяния. Сазонов С.В. - 116/1/25
- Униполярные локализованные автоволны сдвиговой деформации в неравновесном парамагнетике. Сазонов С.В. - 116/8/563
- Солиноподобные диссипативные объекты поперечного ультразвука в деформированном парамагнитном кристалле. Сазонов С.В. - 116/12/846
- Самарин А. Н.** (см. Демишев С. В.) - 115/11/717
- Самойленко В. Д.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Самойлов Р. М.** (см. Серебров А. П.) - 116/10/644
- Санина В. А.** (см. Ханнанов Б. Х.) - 115/4/262
- Саранча Г. А.** Идентификация зональных течений и их пространственное распределение в плазме стелларатора TI-II. Саранча Г.А., Елисеев Л.Г., Мельников А.В., Хабанов Ф.О., Харчев Н.К. - 116/2/96
- Саргсян А.** Исследование взаимодействия атомов калия с поверхностью сапфира с использованием сверхтонкой спектроскопической ячейки. Саргсян А., Пихлер Г., Саркисян Д. - 115/6/346
- Саргсян К. А.** (см. Авчян Б. Р.) - 116/7/426
- Саркисян Д.** (см. Саргсян А.) - 115/6/346
- Сарыпов Д. И.** Многоямный потенциал в квантовом точечном контакте траншейного типа. Сарыпов Д.И., Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К. - 116/6/350
- Сафин А. Р.** (см. Матвеев А. А.) - 116/7/450
- Сахаров Н. В.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Сахин В. О.** О перколяционном режиме объемного транспорта в топологическом изоляторе $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$. Сахин В.О., Куковицкий Е.Ф., Таланов Ю.И., Тейтельбаум Г.Б., Моргун Л.А., Борисов А.Э., Усольцев А.С., Пудалов В.М. - 115/4/270
- Сбойчаков А. О.** Распределение заряда и волна спиновой плотности в подкрученном двухслойном графене при магическом угле подкрутки. Сбойчаков А.О., Рожков А.В., Рахманов А.Л. - 116/10/708
- Сдвиженский П. А.** (см. Кудряшов С. И.) - 115/5/287
- Седракян Х. В.** (см. Авчян Б. Р.) - 116/7/426
- Селезнев Л. В.** (см. Ризаев Г. Э.) - 115/11/699
- Селиванов Ю. Г.** (см. Мельников А. А.) - 115/1/40
- Семенин Н. В.** Определение скорости нагрева и температуры ионных цепочек в линейной ловушке Пауля по дефазировке осцилляций Раби. Семенин Н.В., Борисенко А.С., Заливако И.В., Семериков И.А., Аксенов М.Д., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. - 116/2/74
- Семенихин П. В.** (см. Вейнгер А. И.) - 115/11/730
- Семено А. В.** (см. Демишев С. В.) - 115/11/717
- Семенова О. И.** (см. Жевстовских И. В.) - 116/1/54
- Семерикова А. И.** (см. Гаврюшкин П. Н.) - 116/7/472
- Семериков И. А.** (см. Семенин Н. В.) - 116/2/74
- Семук Е. Ю.** (см. Полулях С. Н.) - 115/4/224
- Сергеева Д. Ю.** Всегда ли существует форм-фактор в излучении Смита-Парселла?. Сергеева Д.Ю., Тищенко А.А. - 115/12/762
- Сергеев В. Ю.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Серебров А. П.** Результат эксперимента Нейтрино-4 и космологические ограничения на стерильные нейтрино (Миниобзор). Серебров А.П., Самойлов Р.М., Чайковский М.Е., Жеребцов О.М. - 116/10/644
- Серебрянников Е. Е.** (см. Савицкий И. В.) - 115/7/437
- Серов Ю. М.** (см. Бобров М. А.) - 116/9/592
- Ситников Д. С.** (см. Хохлов В. А.) - 115/9/576
- Скакуненко П. И.** (см. Афанасьев А. Е.) - 115/9/562
- Скляднева И. Ю.** (см. Абдуллаев Н. А.) - 115/12/801
- Скоков В. Г.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Случанко Н. Е.** (см. Хорошилов А. Л.) - 115/3/150
- Соболевский О. А.** (см. Садаков А. В.) - 116/10/686
- Соколов А. Э.** (см. Орлов Ю. С.) - 115/10/650
- Солдатов К. С.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Солин Н. И.** Влияние содержания кислорода на переход металл-изолятор и спиновое состояние ионов Co^{3+} слоистого кобальтита $\text{NdBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$ ($0.37 \leq \delta \leq 0.65$). Солин Н.И., Наумов С.В. - 115/9/585
- Соловаров Н. К.** Коллапс и возрождение электронного спинового эха примесных ионов Yb^{3+} на скрытых частотных гребенках сверхтонких взаимодействий в монокристалле Y_2SiO_5 . Соловаров Н.К., Суханов А.А., Тарасов В.Ф., Заварцев Ю.Д., Кутовой С.А. - 115/6/394
- Соловьева М. С.** Мегаизвержение вулкана Хунга 15 января 2022 г.: регистрация ионосферных возмущений посредством СДВ и ГНСС радиопросвечивания. Соловьева М.С., Падохин А.М., Шалимов С.Л. - 116/11/816
- Соловьев В. В.** (см. Кукушкин В. И.) - 116/4/211
- Соловьев И. И.** (см. Максимовская А. А.) - 115/12/786
- Сория С.** (см. Майдыковский А. И.) - 115/5/297
- Сорокин Д. А.** (см. Белоплотов Д. В.) - 116/5/284
- Сосин С. С.** Определение параметров спинового гамилтониана в дипольно-гейзенберговском магнетике LiGdF_4 методом ЭПР. Сосин С.С., Яфарова А.Ф., Романова И.В., Морозов О.В., Батулин Р.Г., Житомирский М., Глазков В.Н. - 116/11/747
- Сосорев А. Ю.** Низкочастотное комбинационное рассеяние транспортной и рибосомной РНК. Сосорев А.Ю., Парашук О.Д., Харланов О.Г., Чичерин И.В., Трубицын А.А., Каменский П.А., Парашук Д.Ю. - 116/5/330
- Старков Д. Е.** (см. Белан С. А.) - 115/12/811
- Степанова Е. А.** (см. Жевстовских И. В.) - 116/1/54
- Степанов Е. А.** (см. Савицкий И. В.) - 115/7/437
- Столяров В. С.** (см. Зайцев С. В.) - 116/4/233
- Страумал Б. Б.** (см. Мазилкин А. А.) - 116/10/675
- Стремоухов С. Ю.** (см. Румянцев Б. В.) - 115/7/431

- Стриковский А. В.** (см. Зудин И. Ю.) - 116/1/46
- Стругацкий М. Б.** (см. Зубов В. Е.) - 116/6/387
- Стружкин В. В.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 116/11/779
- Стрыгин И. С.** (см. Быков А. А.) - 116/9/621
- Субботин О. С.** (см. Белослудов В. Р.) - 116/5/313
- Сулейманова Д. З.** Генерация мощного фемтосекундного излучения ближнего и среднего ИК диапазона (1.2–2.4 мкм) с использованием широкополосного параметрического преобразования частоты в кристалле ВВО (II типа взаимодействия) с накачкой титан-сапфировым лазером и его применение для генерации ТГц излучения в органических кристаллах. Сулейманова Д.З., Жидовцев Н.А., Потемкин Ф.В. - 115/2/71
- Сун Я.** (см. Агеев Э. И.) - 115/4/213
- Супрун П.** (см. Мишняков В.) - 115/8/512
- Суровцев Е. В.** Звуковые колебания в полярной фазе сверхтекучего ^3He в немагнитическом аэрогеле. Суровцев Е.В. - 116/10/724
- Суханов А. А.** (см. Соловаров Н. К.) - 115/6/394
- Суханова Е. В.** Карта двумерных соединений халькогенидов вольфрама (W-S, W-Se, W-Te) на основе эволюционного поиска USPEX. Суханова Е.В., Квашнин А.Г., Агамалян М.А., Захарян А.А., Попов З.И. - 115/5/322
- Сушков О. П.** (см. Ткаченко О. А.) - 116/9/616
- Сыресин Е. М.** (см. Филатов Ю. Н.) - 116/7/411
- Сыроватка Р. А.** Плазменный кристалл в (3 + 1) измерениях. Сыроватка Р.А., Липаев А.М., Наумкин В.Н., Клумов Б.А. - 116/12/836
- Таланов Ю. И.** (см. Сахин В. О.) - 115/4/270
- Тарасенко В. Ф.** О механизме генерации импульсов Тричела в воздухе атмосферного давления. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Виноградов Н.П., Козырев А.В., Коковин А.С., Кожевников В.Ю. - 115/11/710 (см. Белоплотов Д. В.) - 116/5/284
- Тарасенко С. В.** Новый тип “темных” состояний в спектре радиационных магнотных поляронов. Тарасенко С.В., Шавров В.Г. - 115/2/94
- Тарасов А. В.** (см. Шикин А. М.) - 116/8/544
- Тарасов А. П.** Низкопороговая лазерная генерация на модах шепчущей галереи в микростержнях ZnO большого диаметра. Тарасов А.П., Лавриков А.С., Задорожная Л.А., Каневский В.М. - 115/9/554
- Тарасов В. Ф.** (см. Соловаров Н. К.) - 115/6/394
- Тарасов И. А.** (см. Высотин М. А.) - 116/5/318
- Таргонский А. В.** (см. Элиович Я. А.) - 115/3/170
- Тартаковский И. И.** (см. Максимов А. А.) - 116/8/500
- Таюрский Д. А.** (см. Кузнецов М. Д.) - 116/12/843
- Тейтельбаум Г. Б.** (см. Сахин В. О.) - 115/4/270
- Текуева Д. А.** (см. Гаврилюк Ю. М.) - 116/1/13
- Тельнова А. Ю.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Тепп Ф.** (см. Иконников А. В.) - 116/8/535
- Терещенко О. Е.** (см. Глазкова Д. А.) - 115/5/315 (см. Глазкова Д. А.) - 116/11/793
- Теруков Е. И.** (см. Андрианов А. В.) - 116/12/825
- Тимофеев В. Б.** (см. Горбунов А. В.) - 116/11/756
- Тимохин В. М.** Спектроскопическая диагностика периферийной плазмы токамака “Глобус-М2” с использованием инжекции нейтрального гелия. Тимохин В.М., Сергеев В.Ю., Ануфриев Е.А., Коробко Д.Д., Шаров И.А., Варфоломеев В.И., Новохацкий А.Н., Бахарев Н.Н., Векшина Е.О., Долгова К.В., Жильцов Н.С., Кавин А.А., Капрапов В.Г., Киселев Е.О., Коваль А.Н., Курские Г.С., Лобанов К.М., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Рожанский В.А., Сахаров Н.В., Скоков В.Г., Тельнова А.Ю., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хромов Н.А. - 116/5/292
- Тищенко А. А.** (см. Сергеева Д. Ю.) - 115/12/762
- Ткаченко В. А.** (см. Казанцев Д. М.) - 116/2/116 (см. Ткаченко О. А.) - 116/9/616
- Ткаченко Е. Е.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Ткаченко О. А.** Диаграммы Ванье для полупроводникового искусственного графена. Ткаченко О.А., Ткаченко В.А., Бакшеев Д.Г., Сушков О.П. - 116/9/616
- Токарев В. А.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Токсумаков А. Н.** (см. Валеев Б. Ю.) - 115/2/103
- Толстяков С. Ю.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Томилин В. А.** Квантовая обратная связь вне контролируемой системы. Томилин В.А., Ильичев Л.В. - 116/9/628
- Торопов А. А.** (см. Бобров М. А.) - 116/9/592
- Тотьменинов Е. М.** Экспериментальная реализация способа генерации последовательности ультракоротких гигаваттных импульсов черенковского свечения с наносекундным периодом следования. Тотьменинов Е.М., Конев В.Ю., Климов А.И., Пегель И.В. - 115/8/479
- Трахтенберг Л. И.** (см. Розенбаум В. М.) - 116/12/863
- Трошков С. И.** (см. Бобров М. А.) - 116/9/592
- Троян И. А.** (см. Гаврилюк А. Г.) - 116/11/779
- Трубицын А. А.** (см. Сосоров А. Ю.) - 116/5/330
- Туманов В. А.** Критическая температура наноструктуры сверхпроводник/ферромагнетик вблизи магнитного скирмиона. Туманов В.А., Зайцева В.Е., Прошин Ю.Н. - 116/7/443
- Тюрин И. С.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Тютин В. В.** Протяженные векторные солитоны с существенным различием частот поляризационных компонент. Тютин В.В. - 115/10/666
- Тюхменева Е. А.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Уваров В. А.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Уваров О. В.** (см. Бункин А. Ф.) - 116/9/599
- Удинцева М. С.** (см. Галахов В. Р.) - 116/6/358
- Уздин В. М.** (см. Воронин К. В.) - 116/4/242
- Унжаков Е. В.** (см. Гаврилюк Ю. М.) - 116/1/13
- Урманчиев Р. В.** (см. Миннегалиев М. М.) - 115/12/769 (см. Бангыш Б. И.) - 116/1/33

- Усольцев А. С.** (см. Сахин В. О.) - 115/4/270
- Успенская Ю. А.** (см. Бабунц Р. А.) - 116/7/481
(см. Бабунц Р. А.) - 116/11/763
- Уставщиков С. С.** Отрицательное дифференциальное сопротивление и ступеньки Шапиро в сверхпроводящей MoN полоске с разрезом. Уставщиков С.С., Левичев М.Ю., Пашенькин И.Ю., Гусев Н.С., Гусев С.А., Водолазов Д.Ю. - 115/10/658
- Устинов В. М.** (см. Бобров М. А.) - 116/9/592
- Фастовец Д. В.** (см. Богданов Ю. И.) - 115/8/520
- Федоров А. Н.** (см. Бункин А. Ф.) - 115/8/528
(см. Бункин А. Ф.) - 116/9/599
- Федоров А. С.** (см. Высотин М. А.) - 116/5/318
- Федотенко Т. М.** (см. Гаврюшкин П. Н.) - 116/7/472
- Федотов А. Б.** (см. Савицкий И. В.) - 115/7/437
- Федюхин Л. А.** Метод угловых инвариантов – эксперимент. Федюхин Л.А., Колосовский Е.А., Горчаков А.В. - 116/5/275
- Федянин А. А.** (см. Шилкин Д. А.) - 115/3/157
- Филатов Е. В.** (см. Максимов А. А.) - 116/8/500
- Филатов Ю. Н.** Спиновый навигатор на базе корректирующих диполей Нуклотрона/ОИЯИ. Филатов Ю.Н., Кондратенко А.М., Кондратенко М.А., Цыплаков Е.Д., Бутенко А.В., Костромин С.А., Ладыгин В.П., Сыресин Е.М., Гурьева И.Л., Мельников А.А., Аксентьев А.Е. - 116/7/411
- Филин А. П.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Филипов В. Б.** (см. Хорошилов А. Л.) - 115/3/150
(см. Глушков В. В.) - 116/11/770
- Филиппов А. В.** Взаимодействие двух заряженных диэлектрических шаров с сильно отличающимися радиусами. Филиппов А.В. - 115/3/197
- Филиппов С. Н.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Фортова С. В.** (см. Иногамов Н. А.) - 115/2/80
- Хабанов Ф. О.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
(см. Саранча Г. А.) - 116/2/96
- Хабарова К. Ю.** (см. Семенин Н. В.) - 116/2/74
- Хайдуков З. В.** Одномерный мир как площадка для исследования киральных эффектов. Хайдуков З.В. - 116/10/733
- Ханнанов Б. Х.** Подобие механизмов формирования областей фазового расслоения в $Y_3Fe_5O_{12}$, $EuFeO_3$, $YCrO_3$, Eu_2CuO_4 и в мультиферроиках RMn_2O_5 (Миниобзор). Ханнанов Б.Х., Головенчиц Е.И., Санина В.А. - 115/4/262
- Харланов О. Г.** (см. Сосорев А. Ю.) - 116/5/330
- Харчев Н. К.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
(см. Саранча Г. А.) - 116/2/96
- Хаустов Г. В.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Хачатурова Т. А.** Электронная структура и свойства двумерного диоксида кремния. Хачатурова Т.А., Бутько В.Г., Гусев А.А. - 115/1/47
- Хилков С. А.** (см. Иванов А. В.) - 115/3/176
- Хисамеева А. Р.** (см. Щепетильников А. В.) - 115/9/595
- Хищенко К. В.** (см. Хохлов В. А.) - 115/9/576
- Хмеленин Д. Н.** (см. Атанова А. В.) - 116/10/694
- Холоденко С. А.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Хомский Д. И.** (см. Кучинский Э. З.) - 115/7/444
- Хоник В. А.** (см. Макаров А. С.) - 115/2/110
(см. Кончаков Р. А.) - 115/5/308
- Хоперский А. Н.** Тормозное излучение при нерезонансном неупругом рассеянии фотона атомным ионом. Хоперский А.Н., Надолинский А.М. - 115/8/469
- Хорошилов А. Л.** Эффект Холла в антиферромагнитном состоянии $Ho_{0.8}Lu_{0.2}V_{12}$. Хорошилов А.Л., Богач А.В., Демишев С.В., Красиков К.М., Половец С.Е., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.Б., Случанко Н.Е. - 115/3/150
- Хохлов В. А.** (см. Иногамов Н. А.) - 115/1/20
Плавление титана ударной волной, вызванной мощным фемтосекундным лазерным импульсом. Хохлов В.А., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Ашитков С.И., Ситников Д.С., Хищенко К.В., Петров Ю.В., Манохин С.С., Неласов И.В., Шепелев В.В., Колобов Ю.Р. - 115/9/576
- Хохлов Д. А.** Теория немагнитической сверхпроводимости в допированных топологических изоляторах (Миниобзор). Хохлов Д.А., Акзянов Р.Ш., Рахманов А.Л. - 116/8/517
- Хромов Н. А.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Худайбердиев Д. А.** (см. Рыжков М. С.) - 115/4/230
- Худяков А. А.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Ху М.** (см. Савицкий И. В.) - 115/7/437
- Цзiao Ц. Ч.** (см. Макаров А. С.) - 115/2/110
- Цыпкин А. Н.** (см. Архипов М. В.) - 115/1/3
- Цыплаков Е. Д.** (см. Филатов Ю. Н.) - 116/7/411
- Цыпленков В. В.** (см. Жукавин Р. Х.) - 116/3/139
- Чайковский М. Е.** (см. Серебров А. П.) - 116/10/644
- Чариковас Т. Б.** (см. Жевстовских И. В.) - 116/1/54
- Чекалин С. В.** (см. Дормидонов А. Е.) - 115/1/15
(см. Мельников А. А.) - 115/1/40
(см. Компанец В. О.) - 116/4/217
(см. Дормидонов А. Е.) - 116/7/434
- Чекерес О. С.** Теория голоморфных отображений двумерных комплексных многообразий в торические многообразия и теория мультиструн типа А. Чекерес О.С., Лосев А.С., Мнев П.Н., Юманс Д.Р. - 115/1/59
- Чен Л. -Дж.** (см. Белослудов В. Р.) - 115/3/144
- Чень Ц.** (см. Кудряшов С. И.) - 115/5/287
- Чернозатонский Л. А.** (см. Валеев Б. Ю.) - 115/2/103
Алмазо-подобные пленки из нескольких свернутых графенов. Чернозатонский Л.А., Демин В.А. - 115/3/184
(см. Артюх А. А.) - 116/10/716
- Чернышов А. А.** Авроральное километровое радиоизлучение как средство диагностики свойств магнитосферы. Чернышов А.А., Чугунин Д.В., Могилевский М.М. - 115/1/28
(см. Могилевский М. М.) - 115/10/636
- Черосов М. А.** (см. Юсупов Р.) - 115/3/190
- Чикилев О. Г.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586

- Чичерин И. В.** (см. Сосоров А. Ю.) - 116/5/330
- Чичков В. И.** (см. Карелина Л. Н.) - 116/2/108
- Чопорова Ю. Ю.** (см. Жукавин Р. Х.) - 116/3/139
- Чувильский Ю. М.** (см. Родкин Д. М.) - 116/10/637
- Чугунин Д. В.** (см. Чернышов А. А.) - 115/1/28
(см. Могилевский М. М.) - 115/10/636
- Чукбар К. В.** Комментарий к статье “Теория вращающегося двумерного вигнеровского кластера” (Письма в ЖЭТФ 115(10), 642 (2022)). Чукбар К.В. - 116/6/399
- Чулков Е. В.** (см. Абдуллаев Н. А.) - 115/12/801
(см. Русина Г. Г.) - 116/4/253
- Шавров В. Г.** (см. Тарасенко С. В.) - 115/2/94
- Шалимов С. Л.** (см. Соловьева М. С.) - 116/11/816
- Шамин С. Н.** (см. Галахов В. Р.) - 116/6/358
- Шапочкина И. В.** (см. Розенбаум В. М.) - 116/12/863
- Шаров И. А.** (см. Тимохин В. М.) - 116/5/292
- Шастин В. Н.** (см. Жукавин Р. Х.) - 116/3/139
- Шаулов С. Б.** Странная кварковая материя и астрофизическая природа аномальных эффектов в космических лучах при энергиях 1–100 ПэВ. Шаулов С.Б., Рябов В.А., Щепетов А.Л., Пятовский С.Е., Жуков В.В., Куприянова Е.А., Гудкова Е.Н. - 116/1/3
- Шашкин А. А.** (см. Долгополов В. Т.) - 116/3/159
- Шевелев М. В.** (см. Потылицын А. П.) - 115/8/474
- Шевченко Ю. А.** (см. Король А. О.) - 115/8/500
- Шелухин Д. А.** (см. Мельников А. В.) - 115/6/360
- Шепелев В. В.** (см. Иногамов Н. А.) - 115/2/80
(см. Хохлов В. А.) - 115/9/576
- Шестаков Н. П.** (см. Орлов Ю. С.) - 115/10/650
- Шикин А. М.** Электронная, спиновая структура и магнитные свойства собственных антиферромагнитных топологических изоляторов семейства $MnVi_2Te_4(Vi_2Te_3)_m$ (Миниобзор). Шикин А.М., Естюнин Д.А., Глазкова Д.А. - 115/4/241
(см. Глазкова Д. А.) - 115/5/315
Электронная и спиновая структура топологических поверхностных состояний $MnVi_4Te_7$ и $MnVi_6Te_{10}$ и их модификация приложенным электрическим полем. Шикин А.М., Зайцев Н.Л., Тарасов А.В., Макарова Т.П., Глазкова Д.А., Естюнин Д.А., Климовских И.И. - 116/8/544
(см. Глазкова Д. А.) - 116/11/793
- Шилкин Д. А.** Оптическая левитация мезонансных кремниевых частиц в поле блоховских поверхностных электромагнитных волн. Шилкин Д.А., Федянин А.А. - 115/3/157
- Шинкоренко А. С.** Магнитные свойства тетраборатов Fe_4VO_7 и Mn_4VO_7 в трех структурных типах. Шинкоренко А.С. - 116/6/371
- Шипило Д. Е.** (см. Ризаев Г. Э.) - 115/11/699
- Ширяев А. А.** Температурная зависимость Фанорезонанса в ультрамелких наноалмазах, синтезированных при высоком давлении. Ширяев А.А., Екимов Е.А., Прокофьев В.Ю., Кондрин М.В. - 115/11/692
- Шицевалова Н. Ю.** (см. Хорошилов А. Л.) - 115/3/150
(см. Глушков В. В.) - 116/11/770
- Шпаков К. В.** (см. Родинов А. А.) - 116/4/225
- Шубин Н. М.** Связанные состояния в континууме в квантово-механическом волноводе с резонатором субволнового размера. Шубин Н.М., Капаев В.В., Горбацевич А.А. - 116/4/204
- Шуравин Н. С.** (см. Карелина Л. Н.) - 116/2/108
- Щеголихина Н. И.** (см. Прекул А. Ф.) - 115/3/139
- Щепетильников А. В.** Эффект слабой антилокализации в AlAs/AlGaAs квантовой яме. Щепетильников А.В., Хисамеева А.Р., Дремин А.А., Кукушкин И.В. - 115/9/595
- Щепетов А. Л.** (см. Шаулов С. Б.) - 116/1/3
- Щетинин И. В.** (см. Глазкова Д. А.) - 116/11/793
- Элиович Я. А.** Изучение особенностей дифракции рентгеновских лучей в кристалле кварца, модулированном продольными и поперечными ультразвуковыми колебаниями. Элиович Я.А., Благоев А.Е., Кочарян В.Р., Гоголев А.С., Таргонский А.В., Мовсисян А.Е., Коржов В.А., Мкртчян А.Г., Ковальчук М.В. - 115/3/170
Возможность контролируемого влияния на атомно-кристаллическую структуру парателлурита с помощью возбуждения стоячей ультразвуковой волны. Элиович Я.А., Овчинникова Е.Н., Козловская К.А., Жорнак М., Вайгель Т., Лудт К., Благоев А.Е., Дмитриенко В.Е., Писаревский Ю.В., Ковальчук М.В. - 115/8/492
- Энтин М. В.** (см. Махмудиан М. М.) - 115/10/642
(см. Махмудиан М. М.) - 116/6/401
- Юдин В. Е.** (см. Андрианов А. В.) - 115/1/10
- Юманс Д. Р.** (см. Чекерес О. С.) - 115/1/59
- Юсупов Р.** Магнитные необратимости и невязанность микроволнового поглощения шпинели $FeCr_2O_4$. Юсупов Р., Черосов М.А., Габбасов Б.Ф., Васин К.В., Батулин Р.Г., Киямов А.Г., Еремин М.В. - 115/3/190
- Ющенко О. П.** (см. Поляруш А. Ю.) - 116/9/586
- Ягулов С. В.** (см. Зубов В. Е.) - 116/6/387
- Язынин С. Г.** (см. Богомоллов Ю. В.) - 115/12/745
- Якименко С. П.** (см. Гаврилюк Ю. М.) - 116/1/13
- Яковлев С. Л.** Асимптотика волновой функции для рассеяния трех частиц с кулоновским взаимодействием. Яковлев С.Л. - 116/4/260
- Якунин М. В.** Особенности магнитотранспорта в двойной квантовой яме $HgTe/CdHgTe$ с промежуточной степенью инверсии зон. Якунин М.В., Алешкин В.Я., Подгорных С.М., Неверов В.Н., Попов М.Р., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. - 116/6/378
- Ярошенко В. В.** (см. Агеев Э. И.) - 115/4/213
- Яфарова А. Ф.** (см. Сосин С. С.) - 116/11/747

Предметный указатель томов 115-116 за 2022 г.

EDN: nfmjru

Рубрики

1. Поля, частицы, ядра
 2. Астрофизика и космология
 3. Оптика, лазерная физика
 - 3.1. Нелинейная оптика
 - 3.2. Спектры, излучение
 - 3.3. Взаимодействие излучения с веществом
 - 3.4. Квантовая оптика
 4. Плазма, гидро- и газодинамика
 - 4.1. Гидро- и газодинамика, разное
 - 4.2. Плазма
 5. Конденсированное состояние
 - 5.1. Квантовые жидкости, ультрахолодные газы
 - 5.2. Жидкости и жидкие кристаллы
 - 5.3. Структура, фазовые переходы, механические свойства, дефекты
 - 5.4. Динамика решетки, тепловые эффекты
 - 5.5. Электронные свойства объемных твердых тел
 - 5.6. Магнитные свойства и спинтроника
 - 5.7. Сверхпроводимость
 - 5.8. Неоднородные, неупорядоченные и частично-упорядоченные системы
 - 5.9. Низкоразмерные системы, поверхности, интерфейсы
 - 5.10. Одномерные и квазиодномерные системы, квантовые точки
 6. Методы физических исследований
 - 6.1. Методы теоретической физики
 - 6.2. Методы экспериментальной физики
 7. Нелинейные явления
 8. Квантовая информатика
 9. Биофизика
 10. Разное
1. Поля, частицы, ядра
 - 1.1 Рождение мюонной пары в слиянии фотонов на БАК, сопровождаемом упругим рассеянием одного из протонов. Годунов С.И., Каркарьян Е.К., Новиков В.А., Розанов А.Н., Высоцкий М.И., Жемчугов Е.В. - 115/2/67
 - 1.2 Массы легких кварков в теории с динамическим нарушением киральной симметрии. Осипов А.А. - 115/6/339
 - 1.3 π^0 - η - η' смешивание в теории с четырехкварковыми взаимодействиями. Осипов А.А. - 115/7/411
 - 1.4 α_s in DIS scheme. Kotikov A.V., Krivokhizhin V.G., Shaikhatdenov B.G. - 115/8/467
 - 1.5 Тормозное излучение при нерезонансном неупругом рассеянии фотона атомным ионом. Хоперский А.Н., Надолинский А.М. - 115/8/469
 - 1.6 Однопетлевые электрослабые радиационные поправки к поляризованному меллеровскому рассеянию. Бондаренко С.Г., Калиновская Л.В., Румянцев Л.А., Ермольчик В.Л. - 115/9/547
 - 1.7 About derivatives in analytic QCD. Kotikov A.V., Zemlyakov I.A. - 115/10/609
 - 1.8 On Lorentz invariance and the minimum length. Pollock M.D. - 115/10/610
 - 1.9 Spin of protons in NICA and PTR storage rings as an axion antenna. Nikolaev N.N. - 115/11/683
 - 1.10 Модификация регуляризационного SVD-метода обратной свертки. Богомолов Ю.В., Алексеев В.В., Леванова О.А., Майоров А.Г., Малахов В.В., Язынин С.Г. - 115/12/745
 - 1.11 Заметки о влиянии КХД и электрослабых поправок на соотношение между полюсными и бегущими массами топ-кварка. Катаев А.Л., Молокоедов В.С. - 115/12/753
 - 1.12 Новые ограничения на константу связи аксиона с электроном для солнечных аксионов. Гаврилюк Ю.М., Гангапшев А.Н., Дербин А.В., Драчнев И.С., Казалов В.В., Кузьминов В.В., Микулич М.С., Муратова В.Н., Текуева Д.А., Унжаков Е.В., Якименко С.П. - 116/1/13
 - 1.13 Странная кварковая материя и астрофизическая природа аномальных эффектов в космических лучах при энергиях 1–100 ПэВ. Шаулов С.Б., Рябов В.А., Щепетов А.Л., Пятовский С.Е., Жуков В.В., Куприянова Е.А., Гудкова Е.Н. - 116/1/3
 - 1.14 On ambiguity of definition of shear and spin-hall contributions to Λ polarization in heavy-ion collisions. Ivanov Yu.B., Soldatov A.A. - 116/3/137

- 1.15 Процессы $e^+e^- \rightarrow a_1\pi$ и $e^+e^- \rightarrow [K_1(1270), K_1(1400)]K$ в киральной кварковой модели НИЛ. Волков М.К., Нурлан К. - 116/4/191
- 1.16 Эффекты электрослабых радиационных поправок в процессах электрон-позитронной аннигиляции $e^+e^- \rightarrow ll$ с учетом поляризации при низких энергиях. Арбузов А.Б., Бондаренко С.Г., Дыдышко Е.В., Калиновская Л.В., Румянцев Л.А., Садыков Р.Р., Ермольчик В.Л., Ермольчик Ю.В. - 116/4/197
- 1.17 Neutron polarization observables in $d(\vec{\gamma}, \vec{n})p$ at low energies of interest to astrophysics. Shilpashree S.P., Shastri Venkataramana - 116/5/273
- 1.18 Medium effects for hadron-tagged jets in proton-proton collisions. Zakharov V.G. - 116/6/341
- 1.19 Спиновый навигатор на базе корректирующих диполей Нуклотрона/ОИЯИ. Филатов Ю.Н., Кондратенко А.М., Кондратенко М.А., Цыплаков Е.Д., Бутенко А.В., Костромин С.А., Ладыгин В.П., Сыресин Е.М., Гурылева И.Л., Мельников А.А., Аксентьев А.Е. - 116/7/411
- 1.20 Угловая зависимость переданной протону поляризации в процессе $e\bar{p} \rightarrow e\bar{p}$. Галынский М.В. - 116/7/419
- 1.21 Particle creation: Schwinger + Unruh + Hawking. Volovik G.E. - 116/9/577
- 1.22 Пятиточечные корреляционные числа в минимальной Лиувилевской гравитации. Артемьев А.А., Белавин А.А. - 116/9/579
- 1.23 Измерение T -нечетной корреляции в радиационном распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma$ с помощью установки ОКА. Поляруш А.Ю., Акименко С.А., Артамонов А.В., Бычков В.Н., Горин А.М., Гуцин Е.Н., Донсков С.В., Дук В.А., Залиханов Б.Ж., Инякин А.В., Кекелидзе Г.Д., Колосов В.Н., Кравцов В.И., Куденко Ю.Г., Кулик А.В., Куршцов В.Ф., Лишин В.А., Лысан В.М., Медынский М.В., Образцов В.Ф., Охотников А.В., Поляков В.А., Романовский В.И., Рыкалин В.И., Садовский А.С., Самойленко В.Д., Тюрин И.С., Уваров В.А., Филин А.П., Филиппов С.Н., Хаустов Г.В., Холоденко С.А., Худяков А.А., Чикилев О.Г., Ющенко О.П. - 116/9/586
- 1.24 Особенности альфа-распада высоковозбужденных состояний ядра ^{10}Be . Родкин Д.М., Чувильский Ю.М. - 116/10/637
- 1.25 Результат эксперимента Нейтрино-4 и космологические ограничения на стерильные нейтрино (Миниобзор). Серебров А.П., Самойлов Р.М., Чайковский М.Е., Жеребцов О.М. - 116/10/644
- в радиогало галактики M87 по данным гамма-наблюдений. Низамов Б.А., Пширков М.С. - 115/5/281
- 2.2 Статический казимировский конденсат биспинорного поля во вселенной Фридмана. Арбузов А.Б., Гайдар С.М., Павлов А.Е. - 115/7/417
- 2.3 К вопросу о фазовых переходах в окрестности черных дыр. Гриб А.А., Павлов Ю.В. - 116/8/493
- 2.4 Parameters of axion-like particles required to explain high-energy photons from GRB 221009A *Dedicated to the memory of my teacher Valery Rubakov*. Troitsky S.V. - 116/11/745

3. Оптика, лазерная физика

- 3.1 Метод угловых инвариантов – эксперимент. Федюхин Л.А., Колосовский Е.А., Горчаков А.В. - 116/5/275

3.1. Нелинейная оптика

- 3.1.1 Анизотропия терагерцового электромагнитного отклика нитевидных микроструктур композита на основе полипропилена с углеродными нановолокнами. Андрианов А.В., Алешин А.Н., Алешин П.А., Москалюк О.А., Юдин В.Е. - 115/1/10
- 3.1.2 Формирование световой пули эллиптически поляризованного излучения. Дормидонов А.Е., Залозная Е.Д., Кандидов В.П., Компанец В.О., Чекалин С.В. - 115/1/15
- 3.1.3 Экспериментальное определение униполярности импульсного терагерцового излучения. Архипов М.В., Цыпкин А.Н., Жукова М.О., Исмагилов А.О., Пахомов А.В., Розанов Н.Н., Архипов Р.М. - 115/1/3
- 3.1.4 Оптические солитоны с наклонными волновыми фронтами. Сазонов С.В. - 115/4/207
- 3.1.5 Трансформации спектра оптического фона, возбуждаемого в комбинационном рассеянии в объеме алмаза ультракороткими лазерными импульсами варьируемой длительности. Кудряшов С.И., Данилов П.А., Сдвиженский П.А., Леднев В.Н., Чень Ц., Остриков С.А., Кузьмин Е.В., Ковалев М.С., Левченко А.О. - 115/5/287
- 3.1.6 Связанные внутримодовые солитонные пучки в тонкой лево-ориентированной пленке на право-ориентированной керровской подложке. Литвинов Р., Мелихова Н. - 116/1/20
- 3.1.7 Определение длительности одноциклового световой пули среднего инфракрасного диапазона по структуре индуцированных плазменных каналов или центров окраски. Дормидонов А.Е., Залозная Е.Д., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. - 116/7/434

2. Астрофизика и космология

- 2.1 Ограничения на популяцию космических лучей

3.1.8 Вынужденное рассеяние лазерного излучения в водной суспензии стеклянных микросфер. Бункин А.Ф., Давыдов М.А., Федоров А.Н., Уваров О.В. - 116/9/599

3.2. Спектры, излучение

3.2.1 Генерация мощного фемтосекундного излучения ближнего и среднего ИК диапазона (1.2–2.4 мкм) с использованием широкополосного параметрического преобразования частоты в кристалле ВВО (II типа взаимодействия) с накачкой титан-сапфировым лазером и его применение для генерации ТГц излучения в органических кристаллах. Сулейманова Д.З., Жидовцев Н.А., Потемкин Ф.В. - 115/2/71

3.2.2 Исследование взаимодействия атомов калия с поверхностью сапфира с использованием сверхтонкой спектроскопической ячейки. Саргсян А., Пихлер Г., Саркисян Д. - 115/6/346

3.2.3 Монохроматическое оптическое излучение Вавилова–Черенкова умеренно релятивистских ионов в радиаторах с частотной дисперсией. Потьлицын А.П., Алексеев Б.А., Вуколов А.В., Шевелев М.В., Балдин А.А., Блеко В.В., Каратаев П.В., Кубанкин А.С. - 115/8/474

3.2.4 Экспериментальная реализация способа генерации последовательности ультракоротких гигаваттных импульсов черенковского сверхизлучения с наносекундным периодом следования. Тотьменинов Е.М., Конев В.Ю., Климов А.И., Пегель И.В. - 115/8/479

3.2.5 Низкопороговая лазерная генерация на модах шепчущей галереи в микростержнях ZnO большого диаметра. Тарасов А.П., Лавриков А.С., Задорожная Л.А., Каневский В.М. - 115/9/554

3.2.6 Enhancement of the basal-plane stacking fault emission in GaN planar nanowire microcavity. Girshova E.I., Pozina G., Belonovskii A.V., Mitrofanov M.I., Levitskii I.V., Voznyuk G.V., Evtikhiev V.P., Rodin S.N., Kaliteevski M.A. - 115/10/611

3.2.7 Температурная зависимость Фано-резонанса в ультрамелких наноалмазах, синтезированных при высоком давлении. Ширяев А.А., Екимов Е.А., Прокофьев В.Ю., Кондрин М.В. - 115/11/692

3.2.8 Нарушение осевой симметрии терагерцового излучения плазмы одноцветного филамента. Ризаев Г.Э., Мокроусова Д.В., Пушкарев Д.В., Шипило Д.Е., Николаева И.А., Панов Н.А., Селезнев Л.В., Косарева О.Г., Ионин А.А. - 115/11/699

3.2.9 Всегда ли существует форм-фактор в излучении Смита–Парселла?. Сергеева Д.Ю., Тищенко А.А. - 115/12/762

3.2.10 Фано резонанс высокого порядка в диэлектрической мезоразмерной сфере из материала с низким показателем преломления. Минин И.В., Минин О.В., Джоу С. - 116/3/146

3.2.11 О лазерно-индуцированной генерации высших гармоник и смешении волн высокого порядка в графеновой квантовой точке. Авчян Б.Р., Казарян А.Г., Саргсян К.А., Седракян Х.В. - 116/7/426

3.2.12 Температурная зависимость циркулярно поляризованного излучения инжекционного полупроводникового лазера. Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И. - 116/8/500

3.2.13 Resonance energy transfer reveals presence of multiple luminescence emission centers within a carbon nanodot. Astafiev A.A., Shakhov A.M., Nadtchenko V.A. - 116/8/506

3.2.14 Особенности получения мощных (до 1 МВт, 100 мДж) 3-мкм наносекундных лазерных импульсов в эрбиевых кристаллах в частотном режиме. Пушкин А.В., Потемкин Ф.В. - 116/8/508

3.2.15 Цилиндрические микрорезонаторы с квантовыми точками InAs/GaAs – моделирование и анализ оптических характеристик. Бобров М.А., Блохин С.А., Малеев Н.А., Кузьменков А.Г., Блохин А.А., Васильев А.П., Гусева Ю.А., Рахлин М.В., Галимов А.И., Серов Ю.М., Трошков С.И., Устинов В.М., Торопов А.А. - 116/9/592

3.2.16 Влияние длины и давления газовой струи на процесс генерации оптических гармоник фемтосекундным излучением лазерной системы на кристалле Fe:ZnSe с длиной волны 4.5 мкм. Румянцев Б.В., Пушкин А.В., Михеев К.Е., Потемкин Ф.В. - 116/10/659

3.3. Взаимодействие излучения с веществом

3.3.1 Физические процессы при лазерной абляции в жидкость. Иногамов Н.А., Жаховский В.В., Хохлов В.А. - 115/1/20

3.3.2 Лазерная ударная волна: пластичность, толщина слоя остаточных деформаций и переход из упруго-пластического в упругий режим распространения. Иногамов Н.А., Перов Е.А., Жаховский В.В., Шепелев В.В., Петров Ю.В., Фортова С.В. - 115/2/80

3.3.3 Гибридные резонансные металлодиэлектрические наноструктуры для локального окрашивания. Агеев Э.И., Иудин В.А., Сун Я., Петрова Е.А., Кустов П.Н., Ярошенко В.В., Михайлова Ю.В., Гудовских А.С., Мухин И.С., Зуев Д.А. - 115/4/213

3.3.4 Индуцированное мощным ИК лазером радиационно-столкновительное вовлечение

- молекул, не поглощающих лазерное излучение, в резонанс с лазерным полем в двухкомпонентной молекулярной среде. Макаров Г.Н., Петин А.Н. - 115/5/292
- 3.3.5 Двухфотонная лазерная литография активных резонаторных микроструктур. Майдыковский А.И., Мамонов Е.А., Митетело Н.В., Сория С., Мурзина Т.В. - 115/5/297
- 3.3.6 Генерация оптических гармоник при взаимодействии высокоинтенсивного (до 10^{14} Вт/см²) фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК диапазона лазерной системы на кристалле Fe:ZnSe с плотной ламинарной газовой струей. Румянцев Б.В., Михеев К.Е., Пушкин А.В., Мигаль Е.А., Стремоухов С.Ю., Потемкин Ф.В. - 115/7/431
- 3.3.7 Измерение временной структуры поля и фазы несущей однопериодных импульсов ближнего и среднего инфракрасного диапазона. Савицкий И.В., Степанов Е.А., Ланин А.А., Воронин А.А., Серебрянников Е.Е., Иванов А.А., Ху М., Ли Я., Федотов А.Б., Желтиков А.М. - 115/7/437
- 3.3.8 Динамика фотоиндуцированных реакций, протекающих при многофотонной ионизации смешанных кластеров $(CF_3I)_nXe_m$ фемтосекундным УФ излучением. Пойдашев Д.Г., Аблясова О.С., Рябов Е.А. - 115/9/571
- 3.3.9 Плавление титана ударной волной, вызванной мощным фемтосекундным лазерным импульсом. Хохлов В.А., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Ашитков С.И., Ситников Д.С., Хищенко К.В., Петров Ю.В., Манохин С.С., Неласов И.В., Шепелев В.В., Колобов Ю.Р. - 115/9/576
- 3.3.10 О возможности эффективной изотопно-селективной ИК диссоциации колебательно-возбужденных бихроматическим лазерным излучением молекул $^{235}UF_6$. Макаров Г.Н. - 115/11/703
- 3.3.11 Локализованные диссипативные униполярные объекты в условиях вынужденного комбинационного рассеяния. Сазонов С.В. - 116/1/25
- 3.3.12 О предельной длине усиления флуоресценции при лазерной накачке случайно-неоднородных сред. Зимняков Д.А., Волчков С.С., Кочкуров Л.А., Дорогов А.Ф. - 116/2/67
- 3.3.13 Сверхизлучение протяженной резонансной среды, возбуждаемой полуцикловыми аттосекундными импульсами. Пахомов А.В., Архипов М.В., Розанов Н.Н., Архипов Р.М. - 116/3/151
- 3.3.14 Управление фемтосекундной филаментацией посредством выстраивания молекул газа лазерными импульсами коротковолнового ИК диапазона. Компанец В.О., Архипова А.А., Мельников А.А., Чекалин С.В. - 116/4/217
- 3.3.15 Генерация терагерцового излучения при фемтосекундном лазерном возбуждении многослойной структуры на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si. Андрианов А.В., Алешин А.Н., Аболмасов С.Н., Теруков Е.И., Берегулин Е.В. - 116/12/825
- ### 3.4. Квантовая оптика
- 3.4.1 Многорезонаторная квантовая память с одиночными атомами. Моисеев С.А., Перминов Н.С., Желтиков А.М. - 115/6/353
- 3.4.2 К теории оптического диода на ионах железа в FeZnMo₃O₈. Васин К.В., Еремин М.В., Нурмухаметов А.Р. - 115/7/420
- 3.4.3 Режим сильной связи и осцилляции Раби в GaAs/AlGaAs гетероструктурах как следствие конденсации электронно-дырочных пар при комнатной температуре. Васильев П.П. - 115/7/424
- 3.4.4 Фокусировка атомного пучка для эффективной загрузки атомного чипа. Афанасьев А.Е., Быкова Д.В., Скакуненко П.И., Балькин В.И. - 115/9/562
- 3.4.5 Генерация и применение широкополосных бифотонных полей (Миниобзор). Катамадзе К.Г., Пащенко А.В., Романова А.В., Кулик С.П. - 115/10/613
- 3.4.6 Сверхизлучательный фазовый переход в микроструктурах с комплексной сетевой архитектурой. Баженов А.Ю., Никитина М.М., Алоджанц А.П. - 115/11/685
- 3.4.7 Реализация протокола оптической квантовой памяти в кристалле $^{167}Er^{3+}:Y_2SiO_5$. Миннегалиев М.М., Герасимов К.И., Сабиров Т.Н., Урманчиев Р.В., Моисеев С.А. - 115/12/769
- 3.4.8 Томография оптической однокубитной квантовой памяти. Бантыш Б.И., Катамадзе К.Г., Богданов Ю.И., Герасимов К.И., Миннегалиев М.М., Урманчиев Р.В., Моисеев С.А. - 116/1/33
- 3.4.9 Определение скорости нагрева и температуры ионных цепочек в линейной ловушке Пауля по дефазировке осцилляций Раби. Семенин Н.В., Борисенко А.С., Заливако И.В., Семериков И.А., Аксенов М.Д., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. - 116/2/74
- 3.4.10 Обнаружение осцилляций Рамсея в германии, легированном мелкими донорами, при возбуждении перехода $1s \rightarrow 2p_0$. Жукавин Р.Х., Бушуйкин П.А., Кукотенко В.В., Чопорова Ю.Ю., Дессманн Н., Ковалевский К.А., Цыпленков В.В., Герасимов В.В., Князев Б.А., Абросимов Н.В., Шастин В.Н. - 116/3/139
- 3.4.11 Связанные состояния в континууме в квантово-

- ханическом волноводе с резонатором субволнового размера. Шубин Н.М., Капаев В.В., Горбацевич А.А. - 116/4/204
- 3.4.12 Стимулирование неупругого рассеяния света в плазменных структурах с гигантским усилением рамановского сигнала. Кукушкин В.И., Кирпичев В.Е., Морозова Е.Н., Астраханцева А.С., Соловьев В.В., Кукушкин И.В. - 116/4/211
- 3.4.13 Numerical simulation of GaAs/AlO_x high index contrast sub-wavelength gratings for GaAs-based vertical cavity surface emitting lasers. Luo Y., Hao Y.-Q. - 116/5/282
- 3.4.14 Измерение квантовой эффективности аналоговых детекторов в поле параметрического рассеяния света. Новикова Т.И., Леонтьев А.А., Китаева Г.Х. - 116/6/343
- 3.4.15 Моды Шмидта и временная волновая функция широкополосного бифотонного поля. Прудковский П.А. - 116/10/667
- #### 4. Плазма, гидро- и газодинамика
- ##### 4.1. Гидро- и газодинамика, разное
- 4.1.1 Формирование и классификация скачков и уединенных ударных волн в изэнтропических течениях политропных сплошных сред. Карельский К.В., Петросян А.С. - 116/2/88
- 4.1.2 Прямое численное моделирование акустической турбулентности: спектр Захарова–Сагдеева. Кочурин Е.А., Кузнецов Е.А. - 116/12/830
- ##### 4.2. Плазма
- 4.2.1 Авроральное километровое радиоизлучение как средство диагностики свойств магнитосферы. Чернышов А.А., Чугунин Д.В., Могилевский М.М. - 115/1/28
- 4.2.2 Исследование геодезических акустических и альвеновских колебаний в тороидальных термоядерных установках (Миниобзор). Мельников А.В., Вершков В.А., Грашин С.А., Драбинский М.А., Елисеев Л.Г., Земцов И.А., Крупин В.А., Лахин В.П., Лысенко С.Е., Немец А.Р., Нургалиев М.Р., Харчев Н.К., Хабанов Ф.О., Шелухин Д.А. - 115/6/360
- 4.2.3 К вопросу об аномальной диссипации в плазме запыленной экзосферы Луны. Попель С.И., Голубь А.П. - 115/10/629
- 4.2.4 Каналирование аврорального километрового радиоизлучения при геомагнитных возмущениях. Могилевский М.М., Чугунин Д.В., Чернышов А.А., Колпак В.И., Моисеенко И.Л., Касахара Ё., Миёши Ё. - 115/10/636
- 4.2.5 О механизме генерации импульсов Тричела в воздухе атмосферного давления. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Виноградов Н.П., Козырев А.В., Коковин А.С., Кожевников В.Ю. - 115/11/710
- 4.2.6 О сильном влиянии нерезонансных трехволновых взаимодействий на насыщение низкороговой параметрической распадной неустойчивости. Гусаков Е.З., Попов А.Ю. - 116/1/41
- 4.2.7 Особенности турбулентности, возбуждаемой импульсной высокочастотной накачкой в замагниченной плазме. Зудин И.Ю., Гуцин М.Е., Стриковский А.В., Коробков С.В., Петрова И.А., Катков А.Н., Кочедыков В.В. - 116/1/46
- 4.2.8 Нелокальный теплоперенос в мишени ЛТС для схемы прямого облучения. Глазырин С.И., Лыков В.А., Карпов С.А., Карлыханов Н.Г., Грязных Д.А., Быченков В.Ю. - 116/2/80
- 4.2.9 Идентификация зональных течений и их пространственное распределение в плазме стелларатора ТИ-П. Саранча Г.А., Елисеев Л.Г., Мельников А.В., Хабанов Ф.О., Харчев Н.К. - 116/2/96
- 4.2.10 Исследование областей генерации жестких ионизирующих излучений в атмосферном разряде. Родинов А.А., Агафонов А.В., Рябов В.А., Шпаков К.В., Байдин И.С., Болотов Я.К., Медведев М.А., Паркевич Е.В., Мозговой А.Г., Огинов А.В. - 116/4/225
- 4.2.11 Убегающие электроны при формировании положительной волны ионизации в азоте и воздухе. Белоплотов Д.В., Тарасенко В.Ф., Сорокин Д.А. - 116/5/284
- 4.2.12 Спектроскопическая диагностика периферийной плазмы токамака “Глобус-М2” с использованием инъекции нейтрального гелия. Тимохин В.М., Сергеев В.Ю., Ануфриев Е.А., Коробко Д.Д., Шаров И.А., Варфоломеев В.И., Новохацкий А.Н., Бахарев Н.Н., Векшина Е.О., Долгова К.В., Жильцов Н.С., Кавин А.А., Капралов В.Г., Киселев Е.О., Коваль А.Н., Курские Г.С., Лобанов К.М., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Рожанский В.А., Сахаров Н.В., Скоков В.Г., Тельнова А.Ю., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хромов Н.А. - 116/5/292
- 4.2.13 Плазменный кристалл в (3 + 1) измерениях. Сыроватка Р.А., Липаев А.М., Наумкин В.Н., Клумов Б.А. - 116/12/836
- #### 5. Конденсированное состояние
- ##### 5.1. Квантовые жидкости, ультрахолодные газы
- 5.1.1 Vortices in polar and β phases of ³He. Volovik G.E. - 115/5/306

- 5.1.2 Прямая и обратная прецессия массивного вихря в бинарном бозе-конденсате. Рубан В.П. - 115/7/450
- 5.1.3 Quantum turbulence and Planckian dissipation. Volovik G.E. - 115/8/498
- 5.1.4 Системы вихрей в бинарном бозе-конденсате типа "ядро-оболочка". Рубан В.П. - 116/5/324
- 5.1.5 Звуковые колебания в полярной фазе сверхтекучего ^3He в нематическом аэрогеле. Суровцев Е.В. - 116/10/724
- 5.2. Жидкости и жидкие кристаллы**
- 5.2.1 Структурные универсальности в двумерной жидкости Юкавы. Клумов Б.А. - 115/2/117
- 5.2.2 Коллективный эффект трансформации сетки водородных связей на начальном этапе роста гидрата метана. Белослудов В.Р., Гец К.В., Жданов Р.К., Божко Ю.Ю., Белослудов Р.В., Чен Л.-Дж. - 115/3/144
- 5.2.3 Оптическая левитация ми-резонансных кремниевых частиц в поле блоховских поверхностных электромагнитных волн. Шилкин Д.А., Федянин А.А. - 115/3/157
- 5.2.4 Утонышение смектических нанопленок, инициированное мениском. Долганов П.В., Долганов В.К., Кац Е.И. - 115/4/236
- 5.2.5 Динамика перераспределения примеси на границах фаз растворов: фазово-полевой подход. Лебедев В.Г. - 115/4/256
- 5.2.6 Non-Newtonian rheology in twist-bend nematic liquid crystals. Kats E.I. - 116/4/251
- 5.2.7 Модифицированная молекулярная модель для описания конденсированных фаз тяжелой воды. Белослудов В.Р., Гец К.В., Жданов Р.К., Божко Ю.Ю., Субботин О.С. - 116/5/313
- 5.3. Структура, фазовые переходы, механические свойства, дефекты**
- 5.3.1 О природе избыточной внутренней энергии и энтропии металлических стекол. Макаров А.С., Кротова М.А., Афонин Г.В., Цзиао Ц.Ч., Глезер А.М., Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 115/2/110
- 5.3.2 Изучение особенностей дифракции рентгеновских лучей в кристалле кварца, модулированном продольными и поперечными ультразвуковыми колебаниями. Элиович Я.А., Благов А.Е., Кочарян В.Р., Гоголев А.С., Таргонский А.В., Мовсисян А.Е., Коржов В.А., Мкртчян А.Г., Ковальчук М.В. - 115/3/170
- 5.3.3 Упругие диполи в кристаллических и стеклообразных алюминии и высокоэнтропийном сплаве $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{20}\text{Cr}_{20}\text{Co}_{20}\text{Cu}_{20}$. Кончаков Р.А., Макаров А.С., Аронин А.С., Кобелев Н.П., Хоник В.А. - 115/5/308
- 5.3.4 Двухслойный графен – Стоун-Уэльсовский графен: структура, устойчивость и межслоевая теплопроводность. Подливаев А.И. - 115/6/384
- 5.3.5 Полуметаллическая метастабильная твердая атомарная фаза азота. Гришаков К.С., Дегтяренко Н.Н. - 115/7/457
- 5.3.6 Возможность контролируемого влияния на атомно-кристаллическую структуру парателлурита с помощью возбуждения стоячей ультразвуковой волны. Элиович Я.А., Овчинникова Е.Н., Козловская К.А., Жорнак М., Вайгель Т., Лудт К., Благов А.Е., Дмитриенко В.Е., Писаревский Ю.В., Ковальчук М.В. - 115/8/492
- 5.3.7 Рост двумерных гексагональных решеток в модели кристаллического фазового поля. Анкудинов В.Е., Галенко П.К. - 115/12/778
- 5.3.8 Первый экспериментальный синтез ортокарбоната Mg по реакции $\text{MgCO}_3 + \text{MgO} = \text{Mg}_2\text{CO}_4$ при давлениях нижней мантии Земли. Гаврюшкин П.Н., Мартиросян Н.С., Ращенко С.В., Сагатова Д.Н., Сагатов Н.Е., Семерикова А.И., Федотенко Т.М., Литасов К.Д. - 116/7/472
- 5.3.9 Униполярные локализованные автоволны сдвиговой деформации в неравновесном парамагнетике. Сазонов С.В. - 116/8/563
- 5.3.10 Автоколебания крутящего момента при деформации кручением под высоким давлением сплава NdFeB. Мазилкин А.А., Протасова С.Г., Страумал Б.Б., Дружинин А.В. - 116/10/675
- 5.3.11 Влияние кристаллизации на 3D структуру пор в сегнетоэлектрических пленках PZT. Атанова А.В., Хмеленин Д.Н., Жигалина О.М. - 116/10/694
- 5.4. Динамика решетки, тепловые эффекты**
- 5.4.1 Флуктуации мультиплетности ионов Co^{3+} и смягчение фононного спектра редкоземельных оксидов кобальта. Орлов Ю.С., Дудников В.А., Соколов А.Э., Овчинникова Т.М., Шестаков Н.П., Овчинников С.Г. - 115/10/650
- 5.4.2 Динамика решетки Bi_2Te_3 и колебательные моды в рамановском рассеянии топологических изоляторов $\text{MnBi}_2\text{Te}_4 \cdot n(\text{Bi}_2\text{Te}_3)$. Абдуллаев Н.А., Амирасланов И.Р., Алиев З.С., Джахангири З.А., Складнева И.Ю., Ализаде Е.Г., Алиева Е.Н., Отроков М.М., Зверев В.Н., Мамедов Н.Т., Чулков Е.В. - 115/12/801
- 5.4.3 Солитоноподобные диссипативные объекты попе-

речного ультразвука в деформированном парамагнитном кристалле. Сазонов С.В. - 116/12/846

5.5. Электронные свойства объемных твердых тел

- 5.5.1 Стимулированная Бозе конденсация электронно-дырочных пар в сильно вырожденном полупроводнике при комнатной температуре. Васильев П.П. - 115/1/35
- 5.5.2 Бесформовочные мемристоры на основе оксида гафния, обработанного в водородной плазме электрон-циклотронного резонанса. Первалов Т.В., Исхакзай Р.М.Х., Просвирина И.П., Алиев В.Ш., Гриценко В.А. - 115/2/89
- 5.5.3 Зависимость электронных свойств квазикристаллов от неравновесной заселенности двухуровневых электронных ловушек. Прекул А.Ф., Щеголихина Н.И. - 115/3/139
- 5.5.4 Влияния гидростатического давления на электропроводность керамики $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$ вблизи T_C . Гамзатов А.Г., Гудин С.А., Арсланов Т.Р., Маркелова М.Н., Кауль А.Р. - 115/4/218
- 5.5.5 Краевой и объемный транспорт в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdHgTe . Рыжков М.С., Худайбердиев Д.А., Козлов Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. - 115/4/230
- 5.5.6 Электронная, спиновая структура и магнитные свойства собственных антиферромагнитных топологических изоляторов семейства $\text{MnBi}_2\text{Te}_4(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$ (Миниобзор). Шикин А.М., Естюнин Д.А., Глазкова Д.А. - 115/4/241
- 5.5.7 О перколяционном режиме объемного транспорта в топологическом изоляторе $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$. Сахин В.О., Куковицкий Е.Ф., Таланов Ю.И., Тейтельбаум Г.Б., Моргун Л.А., Борисов А.Э., Усольцев А.С., Пудалов В.М. - 115/4/270
- 5.5.8 Электронная структура магнитных топологических изоляторов серии $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ при изменении концентрации атомов Sb. Глазкова Д.А., Естюнин Д.А., Климовских И.И., Макарова Т.П., Терещенко О.Е., Кох К.А., Голяшов В.А., Королева А.В., Шикин А.М. - 115/5/315
- 5.5.9 Карта двумерных соединений халькогенидов вольфрама (W-S, W-Se, W-Te) на основе эволюционного поиска USPEX. Суханова Е.В., Квашнин А.Г., Агамалиян М.А., Захарян А.А., Попов З.И. - 115/5/322
- 5.5.10 Эффект Холла в легированном моттовском диэлектрике: DMFT-приближение. Кучинский Э.З., Кулеева Н.А., Хомский Д.И., Садовский М.В. - 115/7/444
- 5.5.11 The lithium doping effect for enhancing thermoelectric and optoelectronic performance of Co_2NbAl . Bensaid D., Doumi B., Ahmad S. - 115/9/593
- 5.5.12 Обнаружение ферромагнитных свойств Si:P в области фазового перехода изолятор-металл. Вейнгер А.И., Забродский А.Г., Лахдеранта Э., Семенихин П.В. - 115/11/730
- 5.5.13 Ferroelectric domain reversal: The role of domain wall conduction. Sturman V., Podivilov E. - 116/4/249
- 5.5.14 Расчет дискретных и резонансных уровней акцепторов в узкозонных твердых растворах CdHgTe . Жолудев М.С., Румянцев В.В., Морозов С.В. - 116/5/307
- 5.5.15 Рентгеновские абсорбционные Co L - спектры для установления зарядовых и спиновых состояний ионов кобальта в кобальтатах $\text{LnBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$ ($\text{Ln} = \text{Eu, Gd, Tb}$). Галахов В.Р., Удинцева М.С., Наумов С.В., Шамин С.Н., Гижевский Б.А. - 116/6/358
- 5.5.16 Проявления электронно-ядерных взаимодействий в спектрах высокочастотного ДЭЯР/ОДМР для триплетных Si-C дивакансий в SiC, обогащенном изотопом ^{13}C . Бабунц Р.А., Успенская Ю.А., Гурия А.С., Бундакова А.П., Мамин Г.В., Анисимов А.Н., Мохов Е.Н., Баранов П.Г. - 116/7/481
- 5.5.17 Theoretical investigation of the lead-free K_2InBiX_6 ($\text{X} = \text{Cl, Br}$) double perovskite compounds using first principle calculation. Behera D., Mukherjee S.K. - 116/8/533
- 5.5.18 Синтез и магнитные свойства фаз полигидридов железа при высоких давлениях мегабарного диапазона. Гаврилюк А.Г., Стружкин В.В., Аксенов С.Н., Иванова А.Г., Миронович А.А., Троян И.А., Любутин И.С. - 116/11/779
- 5.5.19 Смешанный тип магнитного порядка в собственных магнитных топологических изоляторах $\text{Mn}(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_4$. Глазкова Д.А., Естюнин Д.А., Климовских И.И., Рыбкина А.А., Головчанский И.А., Терещенко О.Е., Кох К.А., Щетинин И.В., Голяшов В.А., Шикин А.М. - 116/11/793

5.6. Магнитные свойства и спинтроника

- 5.6.1 Структура магнитных неоднородностей в пленках с топологическими особенностями. Магадеев Е.Б., Вахитов Р.М. - 115/2/123
- 5.6.2 Новый тип “темных” состояний в спектре радиационных магнетонных поляронов. Тарасенко С.В., Шавров В.Г. - 115/2/94
- 5.6.3 Эффект Холла в антиферромагнитном состоянии $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$. Хорошилов А.Л., Богач А.В., Демишев С.В., Красиков К.М., Половец С.Е., Ши-

- цевалова Н.Ю., Филипов В.Б., Случанко Н.Е. - 115/3/150
- 5.6.4 Магнитоплазмон-поляритоны в двумерной электронной системе с тыловым затвором. Заболотных А.А., Волков В.А. - 115/3/163
- 5.6.5 Уравнения корреляционной магнитодинамики для ферромагнетиков. Иванов А.В., Зипунова Е.В., Хилков С.А. - 115/3/176
- 5.6.6 Магнитные необратимости и невязанность микроволнового поглощения шпинели FeCr_2O_4 . Юсупов Р., Черосов М.А., Габбасов Б.Ф., Васин К.В., Батулин Р.Г., Киямов А.Г., Еремин М.В. - 115/3/190
- 5.6.7 Индуцированная светом модификация спектров ФМР пленки висмут-замещенного феррита-граната иттрия. Полулях С.Н., Семук Е.Ю., Звездин А.К., Бержанский В.Н., Белотелов В.И. - 115/4/224
- 5.6.8 Подобие механизмов формирования областей фазового расслоения в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, EuFeO_3 , YCrO_3 , Eu_2CuO_4 и в мультиферроиках RMn_2O_5 (Миниобзор). Ханнанов Б.Х., Головенчиц Е.И., Санина В.А. - 115/4/262
- 5.6.9 Josephson spin-valve realization in the magnetic nodal-line topological semimetal Fe_3GeTe_2 . Shvetsov O.O., Barash Yu.S., Timonina A.V., Kolesnikov N.N., Deviatov E.V. - 115/5/304
- 5.6.10 Линейные и нелинейные эффекты в структурах на основе магнанных кристаллов и полупроводников. Матвеев О.В., Романенко Д.В., Морозова М.А. - 115/6/379
- 5.6.11 Коллапс и возрождение электронного спинового эха примесных ионов Yb^{3+} на скрытых частотных гребенках сверхтонких взаимодействий в монокристалле Y_2SiO_5 . Соловаров Н.К., Суханов А.А., Тарасов В.Ф., Заварцев Ю.Д., Кутовой С.А. - 115/6/394
- 5.6.12 Фазовая диаграмма четырехвершинной модели Поттса с конкурирующими обменными взаимодействиями. Курбанова Д.Р., Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Магомедов М.А. - 115/8/505
- 5.6.13 Влияние содержания кислорода на переход металл-изолятор и спиновое состояние ионов Co^{3+} слоистого кобальтита $\text{NdBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$ ($0.37 \leq \delta \leq 0.65$). Солин Н.И., Наумов С.В. - 115/9/585
- 5.6.14 Спиновые флуктуации и спин-флуктуационной переход в магнитоупорядоченной фазе моносилцида марганца. Демишев С.В., Самарин А.Н., Карасев М.С., Григорьев С.В., Семенов А.В. - 115/11/717
- 5.6.15 Основное состояние орбитально упорядоченного ферромагнетика PbMnVO_4 . Мартынов С.Н. - 115/11/724
- 5.6.16 Механизм формирования запрещенных зон спиновых волн в связанных магнанных кристаллах. Морозова М.А., Лобанов Н.Д., Матвеев О.В., Никитов С.А. - 115/12/793
- 5.6.17 Анизотропия магнитных свойств в монокристаллах гибридных перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$. Жевстовских И.В., Чариковас Т.Б., Клепикова А.С., Попов М.Р., Степанова Е.А., Семенова О.И. - 116/1/54
- 5.6.18 Влияние нестехиометрии на магнитные свойства сплавов $\text{CeFe}_2:\text{Mn}$. Зайнуллина В.М., Коротин М.А. - 116/2/103
- 5.6.19 Dynamics of nonequilibrium conduction electrons in ferromagnetic metal layer in spin pumping experiments. Stankevich K.L. - 116/3/171
- 5.6.20 Оптическое детектирование циклотронного резонанса в неоднородных ферромагнитных структурах $\text{InGaAs/GaAs}/\delta\text{-}(\text{Mn})$. Зайцев С.В., Дремов В.В., Столяров В.С. - 116/4/233
- 5.6.21 Энергия активации и механизмы коллапса скирмионов в синтетических антиферромагнетиках. Воронин К.В., Лобанов И.С., Уздин В.М. - 116/4/242
- 5.6.22 О возможных магнитных свойствах ультратонких пленок Mn_2GaC на подложках Al_2O_3 . Высотин М.А., Тарасов И.А., Федоров А.С., Варнаков С.Н., Овчинников С.Г. - 116/5/318
- 5.6.23 Магнитные свойства тетраборатов Fe_4BO_7 и Mn_4BO_7 в трех структурных типах. Шинкоренко А.С. - 116/6/371
- 5.6.24 Эффект Фарадея в FeVO_3 , обусловленный компонентой намагниченности параллельной оси C_3 . Зубов В.Е., Кудяков А.Д., Булатов Д.А., Стругацкий М.Б., Ягупов С.В. - 116/6/387
- 5.6.25 Half-metallic ferromagnetism in Co doped CdS diluted magnetic semiconductor. Saikia D., Parnami Sugam, Borah J.P. - 116/7/442
- 5.6.26 Нелинейный резонанс при возбуждении магнитного наноцилиндра спин-поляризованным током. Матвеев А.А., Сафин А.Р., Никитов С.А. - 116/7/450
- 5.6.27 Магнитные свойства FeVO_3 в низкоспиновом состоянии. Князев Ю.В., Казак Н.В., Гавричков В.А., Полукеев С.И., Овчинников С.Г. - 116/8/556
- 5.6.28 Theoretical modeling of high spin to low spin transition and structural stability under pressure in CaFeO_3 . Shorikov A.O. - 116/9/614
- 5.6.29 Определение параметров спинового гамильтониана в дипольно-гейзенберговском магнетике LiGdF_4 методом ЭПР. Сосин С.С., Яфарова А.Ф., Романова И.В., Морозов О.В., Батулин Р.Г., Житомирский М., Глазков В.Н. - 116/11/747
- 5.6.30 Релаксационные процессы и когерентные спиновые

- манипуляции для триплетных Si-C дивакансий в карбиде кремния, десятикратно обогащенном изотопом ^{13}C . Бабунц Р.А., Успенская Ю.А., Бундакова А.П., Мамин Г.В., Анисимов А.Н., Баранов П.Г. - 116/11/763
- 5.6.31 Orbital selective localization enhancement in $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$. Shorikov A.O., Novoselov D.Y., Korotin D.M., Anisimov V.I. - 116/11/777
- 5.6.32 Charge-orbital ordering, magnetic state, and exchange couplings in quasi-one-dimensional V_6O_{13} . Leonov I.V. - 116/12/853
- 5.7. Сверхпроводимость**
- 5.7.1 A chiral triplet quasi-two-dimensional superconductor in a parallel magnetic field. Lebed A.G. - 115/6/392
- 5.7.2 A quantum dynamical approach to various scattering mechanisms and their influences on thermal conductivity of Sr- and Zn- doped La_2CuO_4 high temperature superconductor cuprate. Parmar A., Dimri A.K., Vera M.K. - 115/7/448
- 5.7.3 Отрицательное дифференциальное сопротивление и ступеньки Шапиро в сверхпроводящей MoN полоске с разрезом. Уставщиков С.С., Левичев М.Ю., Пашенькин И.Ю., Гусев Н.С., Гусев С.А., Водолазов Д.Ю. - 115/10/658
- 5.7.4 Фазовая логика на основе джозефсоновских π -контактов. Максимовская А.А., Ружицкий В.И., Кленов Н.В., Бакурский С.В., Куприянов М.Ю., Соловьев И.И. - 115/12/786
- 5.7.5 Эффект магнитной памяти в планарных микроэлементах ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик на основе сильно разбавленного сплава PdFe. Карелина Л.Н., Шуравин Н.С., Бакурский С.В., Егоров С.В., Головачевский И.А., Чичков В.И., Больгинов В.В., Рязанов В.В. - 116/2/108
- 5.7.6 Вклад флуктуаций параметра порядка в генерацию второй гармоники в двумерных мономолекулярных сверхпроводниках. Боев М.В., Ковалев В.М. - 116/3/173
- 5.7.7 Критическая температура наноструктуры сверхпроводник/ферромагнетик вблизи магнитного скирмиона. Туманов В.А., Зайцева В.Е., Прошин Ю.Н. - 116/7/443
- 5.7.8 Теория нематической сверхпроводимости в допированных топологических изоляторах (Миниобзор). Хохлов Д.А., Акзянов Р.Ш., Рахманов А.Л. - 116/8/517
- 5.7.9 Сверхпроводимость в разбавленной системе узлов с сильным межэлектронным притяжением. Зюзин А.Ю. - 116/9/603
- 5.7.10 Определение сверхпроводящего параметра порядка слабо недопированных пниктидов $\text{BaFe}_{1.92}\text{Ni}_{0.08}\text{As}_2$ двумя взаимодополняющими методами. Садаков А.В., Муратов А.В., Кузьмичев С.А., Соболевский О.А., Массалимов Б.И., Прищепа А.Р., Михайлов В.М., Перваков К.С., Власенко В.А., Кузьмичева Т.Е. - 116/10/686
- 5.7.11 Андреевская спектроскопия стехиометрического сверхпроводящего пниктида $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$. Кузьмичев С.А., Перваков К.С., Власенко В.А., Дегтяренко А.Ю., Гаврилкин С.Ю., Кузьмичева Т.Е. - 116/10/702
- 5.7.12 Отталкивание неелевского скирмиона от пирловского вихря в тонких гетероструктурах ферромагнетик-сверхпроводник. Андрияхина Е.С., Апостолюф С., Бурмистров И.С. - 116/11/801
- 5.7.13 Emerging edge states in the monolayer FeSe superconductor with the spin-orbital coupling. Miao F., Zhou T. - 116/11/808
- 5.7.14 Topological Josephson junction in transverse magnetic field. Backens S., Shnirman A., Makhlin Yu. - 116/12/855
- 5.8. Неоднородные, неупорядоченные и частично-упорядоченные системы**
- 5.8.1 Вычисление основных состояний спиновых стекол с использованием ограниченной машины Больцмана. Король А.О., Капитан В.Ю., Пержу А.В., Падалко М.А., Капитан Д.Ю., Волотовский Р.А., Васильев Е.В., Рыбин А.Е., Овчинников П.А., Андрищенко П.Д., Макаров А.Г., Шевченко Ю.А., Ильюшин И.Г., Солдатов К.С. - 115/8/500
- 5.8.2 Mobility edge in the Anderson model on partially disordered random regular graphs. Valba O., Gorsky A. - 116/6/392
- 5.9. Низкоразмерные системы, поверхности, интерфейсы**
- 5.9.1 Аномальное поведение ИК-активной фононной E_u^1 моды в кристалле $\text{Bi}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Se}_3$. Мельников А.А., Болдырев К.Н., Селиванов Ю.Г., Чекалин С.В. - 115/1/40
- 5.9.2 Электронная структура и свойства двумерного диоксида кремния. Хачатурова Т.А., Бутько В.Г., Гусев А.А. - 115/1/47
- 5.9.3 Латеральные 2D-1D-2D структуры графен-УНТ-графен: Теоретическое исследование электронных и транспортных свойств. Валеев Б.Ю., Токсуматов А.Н., Квашнин Д.Г., Чернозатонский Л.А. - 115/2/103
- 5.9.4 Алмазо-подобные пленки из нескольких свернутых графенов. Чернозатонский Л.А., Демин В.А. - 115/3/184

- 5.9.5 Неоднородность протекания тока в нанопроводах InN высокого качества. Жуков А.А. - 115/8/484
- 5.9.6 Эффект слабой антилокализации в AlAs/AlGaAs квантовой яме. Щепетильников А.В., Хисамеева А.Р., Дремин А.А., Кукушкин И.В. - 115/9/595
- 5.9.7 Теория вращающегося двумерного вигнеровского кластера. Махмудиан М.М., Махмудиан М.М., Энттин М.В. - 115/10/642
- 5.9.8 Magnetic edge states in transition metal dichalcogenide monolayers. Chaplik A.V., Magarill L.I., Vitlina R.Z. - 115/10/656
- 5.9.9 Максимум в спектре терагерцового фотоотклика квантового точечного контакта. Казанцев Д.М., Альперович В.Л., Ткаченко В.А., Квон З.Д. - 116/2/116
- 5.9.10 Уплотнение зон и слияние уровней Ландау в сильно коррелированных двумерных электронных системах (Миниобзор). Долгополов В.Т., Мельников М.Ю., Шашкин А.А., Кравченко С.В. - 116/3/159
- 5.9.11 Динамическая стабильность субмонослойных структур в системе Li/Cu(111). Русина Г.Г., Борисова С.Д., Чулков Е.В. - 116/4/253
- 5.9.12 Пайерлсовская неустойчивость решетки Либа. Рыжкин М.И., Левченко А.А., Рыжкин И.А. - 116/5/300
- 5.9.13 Многоямный потенциал в квантовом точечном контакте траншейного типа. Сарыпов Д.И., Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К. - 116/6/350
- 5.9.14 Спектр нейтральных возбуждений в Лафлинговской жидкости 1/3. Григорьев О.А., Мусина Л.И., Загитова А.А., Ваньков А.Б., Кулик Л.В. - 116/6/364
- 5.9.15 Особенности магнитотранспорта в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe с промежуточной степенью инверсии зон. Якунин М.В., Алешкин В.Я., Подгорных С.М., Неверов В.Н., Попов М.Р., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. - 116/6/378
- 5.9.16 Фазовое расслоение в двумерных электронных системах: экспериментальная картина явлений (Миниобзор). Пудалов В.М. - 116/7/456
- 5.9.17 Природа структурной асимметрии в двойных квантовых ямах HgTe. Иконников А.В., Криштопенко С.С., Бовкун Л.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Пио Б.А., Потемски М., Орлита М., Тепл Ф., Гавриленко В.И. - 116/8/535
- 5.9.18 Электронная и спиновая структура топологических поверхностных состояний MnV_4Te_7 и MnV_6Te_{10} и их модификация приложенным электрическим полем. Шикин А.М., Зайцев Н.Л., Тарасов А.В., Макарова Т.П., Глазкова Д.А., Естюнин Д.А., Климовских И.И. - 116/8/544
- 5.9.19 Синтез эпитаксиальных структур, содержащих двумерные слои Si, встроенные в диэлектрическую матрицу CaF₂. Зиновьев В.А., Зиновьева А.Ф., Володин В.А., Гутаковский А.К., Дерябин А.С., Крушин А.Ю., Кулик Л.В., Живулько В.Д., Мудрый А.В., Двуреченский А.В. - 116/9/608
- 5.9.20 Диаграммы Ванье для полупроводникового искусственного графена. Ткаченко О.А., Ткаченко В.А., Бакшеев Д.Г., Сушков О.П. - 116/9/616
- 5.9.21 Магнито-междозонные осцилляции в условиях перекрывающихся зон Ландау. Быков А.А., Стрыгин И.С., Родякина Е.Е., Бакаров А.К. - 116/9/621
- 5.9.22 Двумерная система Юкавы: поведение дефектов вблизи области плавления. Клумов Б.А. - 116/10/681
- 5.9.23 Распределение заряда и волна спиновой плотности в подкрученном двухслойном графене при магическом угле подкрутки. Сбойчаков А.О., Рожков А.В., Рахманов А.Л. - 116/10/708
- 5.9.24 Механические свойства алмазоподобных муаровых пленок. Артюх А.А., Чернозатонский Л.А. - 116/10/716
- 5.9.25 Особенности растекания магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике. Горбунов А.В., Ларионов А.В., Кулик Л.В., Тимофеев В.В. - 116/11/756
- 5.9.26 Критерий поверхностного электронного транспорта в коррелированном топологическом изоляторе SmB₆. Глушков В.В., Журкин В.С., Божко А.Д., Кудрявцев О.Е., Андрушечкин Б.В., Комаров Н.С., Воронов В.В., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.В. - 116/11/770
- 5.9.27 Расчет в рамках классической теории функционала плотности колебательных свойств и теплоемкости кристаллической решетки квазидномерного антиферромагнетика KFeSe₂. Кузнецов М.Д., Киямов А.Г., Таюрский Д.А. - 116/12/843
- 5.10. Одномерные и квазидномерные системы, квантовые точки**
- 5.10.1 On the *ab initio* calculations within DFT + U approach of physical properties of a compound with strong electron- electron correlations by the case of KFeS₂. Kiiamov A.G., Kuznetsov M.D., Batulin R.G., Tayurskii D.A. - 115/2/108
- 6. Методы физических исследований**
- 6.1 Резонансное взаимодействие векторных бризеров. Расковалов А.А., Гелаш А.А. - 115/1/51
- 6.2 Теория голоморфных отображений двумерных

- комплексных многообразий в торические многообразия и теория мультиструн типа А. Чекерес О.С., Лосев А.С., Мнев П.Н., Юманс Д.Р. - 115/1/59
- 6.3 О дифференциальных уравнениях для диаграмм Фейнмана (Миниобзор). Мишняков В., Супрун П. - 115/8/512
- 6.4 Higher rank $1 + 1$ integrable Landau–Lifshitz field theories from associative Yang–Baxter equation. Atalikov K., Zotov A. - 115/12/809
- 6.5 Riemann–Cartan gravity with dynamical signature . Bondarenko S., Zubkov M.A. - 116/1/60
- 6.6 On series and integral representations of some NRQCD master integrals. Bezuglov M.A., Kotikov A.V., Onishchenko A.I. - 116/1/62
- 6.7 Minlos–Faddeev regularization of zero-range interactions in the three-body problem. Kartavtsev O.I., Malykh A.V. - 116/3/179
- 6.8 Инварианты узлов в корнях из единицы. Бишлер Л. - 116/3/181
- 6.9 Асимптотика волновой функции для рассеяния трех частиц с кулоновским взаимодействием. Яковлев С.Л. - 116/4/260
- 6.10 Одномерный мир как площадка для исследования киральных эффектов. Хайдуков З.В. - 116/10/733
- 6.1. Методы теоретической физики**
- 6.1.1 Спектр возбуждений в ансамбле бозонов Хаббарда. Вальков В.В. - 116/12/857
- 6.2. Методы экспериментальной физики**
- 6.2.1 Наночастицы $6H-SiC$, интегрированные с атомно-силовым микроскопом для сканирующих квантовых сенсоров. Лихачев К.В., Бреев И.Д., Кидалов С.В., Баранов П.Г., Нагалюк С.С., Анкудинов А.В., Анисимов А.Н. - 116/11/810
- 7. Нелинейные явления**
- 7.1 Adiabatic growing, multistability, and control of soliton-comb states in $-i^{(2)}$ microresonators for pumping into second-harmonic modes. Podivilov E., Smirnov S., Sturman B. - 115/9/601
- 7.2 Протяженные векторные солитоны с существенным различием частот поляризационных компонент. Тютин В.В. - 115/10/666
- 8. Квантовая информатика**
- 8.1 Исследование свойств когерентности и запутанности макроскопических квантовых интерферирующих альтернатив. Богданов Ю.И., Богданова Н.А., Фастовец Д.В., Лукичев В.Ф. - 115/8/520
- 8.2 Исследование уязвимости систем квантового распределения ключей от атак с лазерным повреждением элементов на основе нейтральных светофиль-
тров. Алферов С.В., Бугай К.Е., Паргачев И.А. - 116/2/123
- 8.3 Квантовое распределение ключей с недоверенными, открытыми для подслушивателя детекторами. Бальгин К.А., Кулик С.П., Молотков С.Н. - 116/2/128
- 8.4 Numerical simulation of the performance of single qubit gates for trapped ions. Akopyan L.A., Lakhmanskaya O., Zarutskiy S.Yu., Korolev N.D., Guseva O., Lakhmanskii K. - 116/8/570
- 8.5 Квантовая обратная связь вне контролируемой системы. Томилин В.А., Ильичев Л.В. - 116/9/628
- 9. Биофизика**
- 9.1 Вынужденное комбинационное рассеяние в суспензиях вируса мозаики альтернатеры и X-вируса картофеля в диапазоне частот 1– 15 ГГц. Бункин А.Ф., Федоров А.Н., Давыдов М.А., Архипенко М.В., Никитин Н.А., Першин С.М. - 115/8/528
- 9.2 Влияние активного выветливания на статистику тройных контактов в модели интерфейсных хромосом. Белан С.А., Старков Д.Е. - 115/12/811
- 9.3 Низкочастотное комбинационное рассеяние транспортной и рибосомной РНК. Сосоров А.Ю., Парашук О.Д., Харланов О.Г., Чичерин И.В., Трубицын А.А., Каменский П.А., Парашук Д.Ю. - 116/5/330
- 10. Разное**
- 10.1 Взаимодействие двух заряженных диэлектрических шаров с сильно отличающимися радиусами. Филиппов А.В. - 115/3/197
- 10.2 Эффект бабочки в системе квантовых точек в модели Сачдева–Йе–Китаева. Лункин А.В. - 115/5/328
- 10.3 Качественное рассмотрение эффекта Шарнхорста. Ишханян А.М., Крайнов В.П. - 115/6/401
- 10.4 Влияние многократности соударений на измерения электронных тормозных потерь при столкновениях атомных частиц с твердым телом. Зиновьев А.Н., Бабенко П.Ю. - 115/9/603
- 10.5 Комментарий к статье “Бозе конденсация и спиновая сверхтекучесть магнонов в перпендикулярно намагниченной пленке железо- иттриевого граната” (Письма в ЖЭТФ 112(5), 314 (2020)). Демокритов С.О. - 115/11/736
- 10.6 Ответ на комментарий к статье “Бозе-конденсация и спиновая сверхтекучесть магнонов в перпендикулярно намагниченной пленке железо-иттриевого граната” (Письма в ЖЭТФ 112(5), 314 (2020)). Буньков Ю.М. - 115/11/740
- 10.7 Аномальный радиационный нагрев металлической наночастицы при движении вблизи металлической пластины. Дедков Г.В. - 116/6/394

- 10.8 Комментарий к статье “Теория вращающегося двумерного вигнеровского кластера” (Письма в ЖЭТФ 115(10), 642 (2022)). Чукбар К.В. - 116/6/399
- 10.9 Ответ на комментарий к статье “Теория вращающегося двумерного вигнеровского кластера” (Письма в ЖЭТФ 115(10), 642 (2022)). Махмудиан М.М., Махмудиан М.М., Энтин М.В. - 116/6/401
- 10.10 Мегаизвержение вулкана Хунга 15 января 2022 г.: регистрация ионосферных возмущений посредством СДВ и ГНСС радиопросвечивания. Соловьева М.С., Падохин А.М., Шалимов С.Л. - 116/11/816
- 10.11 Инерционный возвратно-поступательный фотомотор. Розенбаум В.М., Шапочкина И.В., Трахтенберг Л.И. - 116/12/863

Содержание

Том 116, выпуск 11

Астрофизика и космология

Troitsky S.V. Parameters of axion-like particles required to explain high-energy photons from GRB 221009A	745
---	-----

Конденсированное состояние

Сосин С.С., Яфарова А.Ф., Романова И.В., Морозов О.В., Батулин Р.Г., Житомирский М., Глазков В.Н. Определение параметров спинового гамильтониана в дипольно-гейзенберговском магнетике LiGdF_4 методом ЭПР	747
---	-----

Горбунов А.В., Ларионов А.В., Кулик Л.В., Тимофеев В.Б. Особенности растекания магнитоэкситонного конденсата в квантово-холловском диэлектрике	756
--	-----

Бабунц Р.А., Успенская Ю.А., Бундакова А.П., Мамин Г.В., Анисимов А.Н., Баранов П.Г. Релаксационные процессы и когерентные спиновые манипуляции для триплетных Si-C дивакансий в карбиде кремния, десятикратно обогащенном изотопом ^{13}C	763
---	-----

Глушков В.В., Журкин В.С., Божко А.Д., Кудрявцев О.Е., Андрюшечкин Б.В., Комаров Н.С., Воронов В.В., Шицевалова Н.Ю., Филипов В.Б. Критерий поверхностного электронного транспорта в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6	770
--	-----

Shorikov A.O., Novoselov D.Y., Korotin D.M., Anisimov V.I. Orbital selective localization enhancement in $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$	777
---	-----

Гаврилюк А.Г., Стружкин В.В., Аксенов С.Н., Иванова А.Г., Миронович А.А., Троян И.А., Любутин И.С. Синтез и магнитные свойства фаз полигидридов железа при высоких давлениях мегабарного диапазона	779
--	-----

Глазкова Д.А., Естюнин Д.А., Климовских И.И., Рыбкина А.А., Головчанский И.А., Терещенко О.Е., Кох К.А., Щетинин И.В., Голяшов В.А., Шикин А.М. Смешанный тип магнитного порядка в собственных магнитных топологических изоляторах $\text{Mn}(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_4$	793
---	-----

Андрияхина Е.С., Апостолюфф С., Бурмистров И.С. Отталкивание неелевского скирмиона от пирловского вихря в тонких гетероструктурах ферромагнетик-сверхпроводник	801
--	-----

Miao F., Zhou T. Emerging edge states in the monolayer FeSe superconductor with the spin-orbital coupling	808
---	-----

Методы теоретической физики

Лихачев К.В., Бреев И.Д., Кидалов С.В., Баранов П.Г., Нагалюк С.С., Анкудинов А.В., Анисимов А.Н. Наночастицы 6H-SiC , интегрированные с атомно-силовым микроскопом для сканирующих квантовых сенсоров	810
---	-----

Разное

Соловьева М.С., Падохин А.М., Шалимов С.Л. Мегаизвержение вулкана Хунга 15 января 2022 г.: регистрация ионосферных возмущений посредством СДВ и ГНСС радиопросвечивания .. 816

Содержание
Том 116, выпуск 12
Оптика, лазерная физика

Андрианов А.В., Алешин А.Н., Аболмасов С.Н., Теруков Е.И., Берегулин Е.В. Генерация терагерцового излучения при фемтосекундном лазерном возбуждении многослойной структуры на основе a-Si:H/a-SiC:H/c-Si	825
---	-----

Плазма, гидро- и газодинамика

Кочурин Е.А., Кузнецов Е.А. Прямое численное моделирование акустической турбулентности: спектр Захарова–Сагдеева	830
---	-----

Сыроватка Р.А., Липаев А.М., Наумкин В.Н., Клумов Б.А. Плазменный кристалл в (3+1) измерениях	836
--	-----

Конденсированное состояние

Кузнецов М. Д., Киямов А. Г., Таюрский Д. А. Расчет в рамках классической теории функционала плотности колебательных свойств и теплоемкости кристаллической решетки квазиодномерного антиферромагнетика $KFeSe_2$	843
--	-----

Сазонов С.В. Солитоноподобные диссипативные объекты поперечного ультразвука в деформированном парамагнитном кристалле	846
--	-----

Leonov I.V. Charge-orbital ordering, magnetic state, and exchange couplings in quasi-one-dimensional V_6O_{13}	853
---	-----

Backens S., Shnirman A., Makhlin Yu. Topological Josephson junction in transverse magnetic field	855
---	-----

Методы теоретической физики

Вальков В.В. Спектр возбуждений в ансамбле бозонов Хаббарда	857
--	-----

Разное

Розенбаум В.М., Шапочкина И.В., Трахтенберг Л.И. Инерционный возвратно-поступательный фотомотор	863
--	-----

Авторский указатель томов 115-116 за 2022 г.	871
---	-----

Предметный указатель томов 115-116 за 2022 г.	888
--	-----