



**ИФТТ РАН  
ISSP RAS**



## **Совещание по физике низких температур**



### **ТЕЗИСЫ**

## **Международной Конференции ФНТ-2024 «XXXIX Совещание по физике низких температур»**

**г. Черноголовка, 3 – 7 июня 2024 года**

Российская Академия Наук  
Министерство науки и высшего образования РФ  
Научный Совет РАН по физике конденсированных сред  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипяна  
Российской Академии Наук

**Международная Конференция  
ФНТ-2024  
«XXXIX Совещание по физике низких  
температур»**

Под редакцией д.ф.-м.н. Б.Б.Страумала

*Черноголовка, 3 – 7 июня 2024 г.*

**СБОРНИК ТЕЗИСОВ**

**Черноголовка**

**2024**

**Совещание по физике низких температур:** сб. тезисов Международной Конференции ФНТ-2024 (3 – 7 июня 2024 г., Черногловка) / под ред. Б.Б. Страумала. – Черногловка, 166 с. – ISBN 978-5-6045956-5-7.

ISBN 978-5-6045956-5-7



9 785604 595657

© Российская Академия Наук, 2024  
© Страумал Б.Б. (редактор), 2024

# ФЕРРОМАГНЕТИЗМ КРЕМНИЯ С ВОДОРОДОПОДОБНЫМИ ПРИМЕСЯМИ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ИЗОЛЯТОР-МЕТАЛЛ

Забродский А.Г.<sup>1</sup>, Вейнгер А.И.<sup>2</sup>, Семенихин П.В.<sup>3</sup>, Абросимов Н.В.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт Петербург, Россия, [andrei.zabrodskii@mail.ioffe.ru](mailto:andrei.zabrodskii@mail.ioffe.ru)

<sup>2</sup>Zikhron Yaakov, Israel, [anatoly.veinger@mail.ioffe.ru](mailto:anatoly.veinger@mail.ioffe.ru)

<sup>3</sup>ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт Петербург, Россия, [petr3295@gmail.com](mailto:petr3295@gmail.com)

<sup>4</sup>Leibniz-Institut für Kristallzüchtung, Berlin, Germany, [nikolay.abrosimov@ikz-berlin.de](mailto:nikolay.abrosimov@ikz-berlin.de)

Обнаружены и исследованы низкотемпературные ферромагнитные (ФМ) свойства немагнитного полупроводника – Si:P в области фазового перехода изолятор – металл (ИМ) [1,2].

Использовались результаты измеренной СКВИДом полной намагниченности образцов, из которой вычитанием линейного по полю диамагнитного вклада определялась спиновая составляющая. Она характеризуется сильной нелинейностью с насыщением в полях порядка нескольких кОе и петлей гистерезиса. Способность к намагничиванию быстро падает при удалении от перехода ИМ в сторону изолятора, но сильно возрастает при близкой к половине компенсации Si:P акцепторными примесями, когда уровень Ферми располагается вблизи середины донорной зоны. Таким образом, в умеренно компенсированном Si:P в области перехода ИМ при низких температурах триплетное состояние (ФМ фаза) для части обменно-связанных спинов (до 14% от плотности некомпенсированных электронов) оказывается энергетически более выгодным чем синглетное (антиферромагнитная фаза),

Температурное поведение и природа ФМ свойств изучались на оптимальном по легированию и компенсации Si:P(B), полученном из дырочного Si:B бестигельной зонной плавкой с введением вдвое большей по сравнению с бором концентрации фосфора ( $\approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Магнитополевые зависимости ФМ параметров и поведение чувствительной к локализации носителей заряда активационной электропроводности исследовались при фиксированных температурах в интервалах 2 – 20 и 2 – 67 К, соответственно. При  $T > 8 \text{ К}$  наблюдалось стандартное ослабление ферромагнетизма с температурой, что позволило оценить температуру Кюри, равную 37 К, однако, при  $T < 8 \text{ К}$  ФМ свойства проявлялись аномально сильно. Происхождение ферромагнетизма связывается с обменом в системе обладающих магнитным моментом состояний нейтральных доноров, которые образуются при «вымораживании» электронов из зоны проводимости на ионизованные доноры. Температурное проявление остаточной намагниченности, коэрцитивной силы, намагниченности насыщения и ширины кривой спиновой восприимчивости коррелирует со степенью пространственно-энергетической локализации носителей заряда – электронов и их вакансий. Так, ускорение электронно-спиновой миграции в донорной зоне с ростом температуры снижает (логарифмически слабо) эффективность спинового обмена и плотность ФМ фазы, а в основе аномального усиления ФМ свойств ниже 8 К лежит образование кулоновской щели на уровне Ферми и переход электронно-спиновой системы в состояние кулоновского спинового стекла.

## Литература

- [1] Вейнгер А.И., Забродский А.Г., Лахдеранта Э., Семенихин П.В.// Письма в ЖЭТФ – 2022. Т. 115. - №11. - С. 730-735.
- [2] Zabrodskii A.G., Veinger A.I., Semenihihin P.V., Abrosimov N.V. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2024. (submitted)

# ЭКСИТОНЫ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

Глазов М. М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, glazov@coherent.ioffe.ru

Эффекты кулоновского взаимодействия в конденсированных средах являются одними из самых фундаментальных. Они ярко проявляются в полупроводниковых кристаллах при низких температурах, приводя к качественной перестройке спектра элементарных возбуждений. Кулоновское притяжение носителей заряда приводит к образованию связанных экситонов. Именно они, а не свободные электроны и дырки определяют оптические свойства полупроводников и наноструктур.

Доклад посвящен экситонным эффектам в структурах пониженной размерности. Основное внимание будет уделено экстремально-двумерным системам на основе диалкогогенидов переходных металлов.

После короткого введения, содержащего описание кристаллической и зонной структуры таких систем, будет дан обзор основных экситонных эффектов [1,2]. Затем будут представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований экситонного транспорта, в частности, слабой локализации экситонов [3,4] и эффектов взаимодействия экситонов со свободными носителями заряда [5,6].

Работа поддержана грантом РФФИ №23-12-00142.

## Литература

1. Wang G., Chernikov A., Glazov M.M., Heinz T.F., Marie X., Amand T., Urbaszek B. // *Rev. Mod. Phys.* – 2018. – V. 90. – P. – 021001.
2. Глазов М.М., Дурнев М.В. // *УФН.* – 2018. – Т. 188. – С. 913.
3. Glazov M.M. // *Phys. Rev. Lett.* – 2020 – V. 124. – P. 166802.
4. Wagner K., et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2021 – V. 127. – P. 076801.
5. Wagner K., et al. // *Nano Lett.* – 2023 – V. 23. – P. 4708.
6. Iakovlev Z., Glazov M.M. // *2D Mater.* – 2023 – V. 10 – P. 035034.

# ДВУМЕРНЫЕ ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗОЛЯТОРЫ

Квон З.Д.

*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия, kvon@isp.nsc.ru*

В докладе дан обзор наиболее интересных результатов экспериментального исследования двумерных топологических изоляторов (ТИ), главным образом, на основе HgTe квантовых ям [1]. Его первая часть посвящена циркулярному фотогальваническому эффекту (ФГЭ), приводящего к возникновению киральных спиновых фототоков. Этот эффект является одной из самых ярких иллюстраций геликоидальной структуры краевых токовых состояний двумерного ТИ. Дело заключается в том, что состояние равновесия в нем означает равенство токов спин-поляризованных краевых состояний. Оптические переходы между ними, возникающие под действием циркулярно поляризованного терагерцового излучения, должны приводить к нарушению данного равновесия и возникновению киральных спиновых краевых фототоков. И эксперимент подтвердил это предсказание. Во второй части обсуждается одномерная Андерсоновская локализация, экспериментальное наблюдение которой впервые осуществлено благодаря реализации двумерного ТИ, так как краевые токовые состояния этого изолятора представляют собой практически идеальный одномерный проводник. Обнаружено, что эффекты топологической защиты приводят к подавлению квантовой интерференции. Но их возникновение зависит от неконтролируемого состояния конкретного экспериментального образца, что приводит к различным сценариям поведения Андерсоновской локализации в двумерных ТИ: существованию локализации, ее подавлению вследствие упомянутой топологической защиты и появлению локализации под действием магнитного поля. Благодаря указанным экспериментам впервые установлено поведение идеального разупорядоченного одномерного проводника и обнаружено, что его проводимость характеризуется в режиме локализации гигантскими (с амплитудой в несколько порядков) флуктуациями кондактанса при изменении затворного напряжения. В третьей части доклада рассказывается об обнаружении и исследовании принципиально новой разновидности двумерных ТИ - двумерного Андерсоновского топологического изолятора, в котором проводимость двумерного объема отсутствует не из-за существования щели в спектре, а благодаря возникновению двумерной зоны локализованных состояний. Это факт позволяет сделать вывод о том, что в квантовых ямах с инверсионным спектром нет топологической защиты от локализации для электронов и дырок в объеме КЯ, в то время как одномерные краевые токовые состояния топологически защищены от нее. В заключение дан краткий обзор свойств двумерных топологических изоляторов на основе других материалов.

## Литература

1. З.Д. Квон, Д.А. Козлов, Е.Б. Ольшанецкий, Г.М. Гусев, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий // Успехи физических наук. - 2020 - Т. 190 - № 7. - С. 673-692.

## СПИНОНЫ И МАГНОНЫ В ЦЕПОЧКАХ ПСЕВДОСПИНОВ $S=1/2$ ВО ФРУСТРИРОВАННОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ $\text{Cs}_2\text{CoBr}_4$

Смирнов А. И.<sup>1</sup>, Солдатов Т. А.<sup>1</sup>, Сыромятников А.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН,

Москва, 119334, Россия, [smirnov@kapitza.ras.ru](mailto:smirnov@kapitza.ras.ru)

<sup>2</sup>Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова,  
Гатчина, 188300 Россия

Магнитные кристаллы  $\text{Cs}_2\text{CoBr}_4$  отличаются особым типом фрустрированной треугольной решетки, который допускает проявление как двумерных, так и одномерных свойств. Мы опишем результаты экспериментов по низкотемпературному спиновому резонансу в  $\text{Cs}_2\text{CoBr}_4$ , которые обнаруживают спектр поглощения антиферромагнитной фазы в диапазоне 25-250 ГГц с неожиданно большим количеством резонансных частот, а также двухмодовый спиновый резонанс в промежуточной области температур, соответствующей спин-жидкостному режиму цепочечного магнетика.

Сильная анизотропия ионов кобальта в кристаллическом поле позволяет использовать модель на основе псевдоспинов  $S=1/2$ , в то время как реальный спин иона равен  $3/2$ . Интерпретация экспериментальных спектров на основе теории, учитывающей короткомасштабные корреляции спинов в примитивной ячейке с четырьмя магнитными ионами, делает возможным выделить в антиферромагнитной фазе при температуре 0.5 К сигналы магнонных мод спиновых колебаний и необычные слабые сигналы связанных двухмагнонных состояний. Этим мы объясняем многомодовый характер спектра. Предложена спиновая структура этих типов возбуждений [1].

В температурном интервале выше температуры Нееля 1.3 К, но ниже температуры образования внутрицепочечных корреляций (примерно 4 К) реализуется спин-жидкостная фаза без дальнего магнитного порядка, в которой межцепочечные корреляции потеряны, но состояния отдельных цепочек близки к основному состоянию сильно анизотропной антиферромагнитной цепочки спинов  $S=1/2$  [2]. В этой области температур мы наблюдаем сигналы магнитного резонанса, соответствующие возбуждениям спиноподобного типа со структурой типа доменной стенки в одномерной спиновой цепочке с сильной анизотропией [3]. Этот спектр магнитного резонанса имеет две резонансные частоты, соответствующие специфическим возбуждениям анизотропных антиферромагнитных цепочек, для которых характерна квантовая запутанность из-за некоммутирующих действий анизотропии и поперечного магнитного поля.

Таким образом, в кристаллах  $\text{Cs}_2\text{CoBr}_4$  наблюдается примечательный “зоопарк” редких квазичастиц – магнонов, их связанных состояний и спинонов.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-12-00259.*

### Литература

1. T.A. Soldatov, A.I. Smirnov, and A.V. Syromyatnikov. *Phys. Rev. B* 108, 184426 (2023)
2. P. Laurell et al, *Phys. Rev. Lett.* 127, 037201 (2021).
3. T.A. Soldatov, A.I. Smirnov, and A.V. Syromyatnikov. *Phys. Rev. B* 108, 184427 (2023)

# ФОТОТОКИ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ СТРУКТУРИРОВАННЫМ СВЕТОМ

**Тарасенко С.А.**

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, tarasenko@coherent.ioffe.ru*

Структурированное излучение – излучение с пространственно неоднородным распределением поля, примером которого являются векторные пучки или закрученные пучки, несущие орбитальный угловой момент, широко используется и имеет множество перспективных применений в оптике [1,2], однако взаимодействие структурированного света с полупроводниковыми структурами начало изучаться только недавно.

В работе представлены результаты теоретического исследования отклика двумерных электронных систем на структурированное излучение. Показано, что во втором порядке по амплитуде поля (первом порядке по интенсивности излучения) возникают постоянные токи и токи на удвоенной частоте. В отличие от традиционных фотогальванических эффектов и эффектов генерации второй гармоники, изучаемые токи обусловлены не отсутствием центра инверсии в среде, а пространственной неоднородностью электромагнитного поля. Токи могут быть вызваны как градиентом интенсивности излучения, так и градиентами поляризационных параметров Стокса или градиентом фазы электромагнитного поля в плоскости двумерного электронного газа [3].

Обсуждается физика взаимодействия неоднородного поля с двумерными системами, механизмы генерации фототоков структурированным светом для различных спектральных диапазонов. В рамках кинетического подхода Больцмана разработана микроскопическая теория нелинейного нелокального транспорта электронов, получены аналитические выражения для различных вкладов в фототок. Развитая теория применена для описания токов, индуцированных закрученными пучками [4]. Фототоки, индуцированные закрученным светом, имеют радиальную и азимутальную (вихреподобную) компоненты, пространственные распределения которых зависят от поляризации и углового момента пучка.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 22-12-00211.

## Литература

1. Forbes A., de Oliveira M., Dennis M.R., Structured light // Nat. Photonics. – 2021. – V. 15. – P. 253.
2. Knyazev B.A., Serbo V.G., Beams of photons with nonzero orbital angular momentum projection: New results // Phys. Usp. – 2018. – V. 61. – P. 449.
3. Gunyaga A.A., Durnev M.V., Tarasenko S.A., Photocurrents induced by structured light // Phys. Rev. B. – 2023. – V. 108. – P. 115402.
4. Ji Z., Liu W., Krylyuk S., et al., Photocurrent detection of the orbital angular momentum of light // Science. – 2020. – V. 368. – P. 763.

## ПЕРЕПУТАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Манцевич В. Н.<sup>1</sup>, Маслова Н. С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия, vmantsev@gmail.com

<sup>2</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия, nsmaslova@gmail.com

Одним из наиболее важных и интересных феноменов квантовой физики является перепутанность [1,2]. В отличие от классических взаимодействующих подсистем, которые становятся независимыми после отключения взаимодействия между ними, в квантово-перепутанных подсистемах возможно сохранение корреляций после выключения взаимодействия. В связи с этим, важным становится анализ особенностей формирования и временной эволюции перепутанных состояний после включения взаимодействия между квантовыми подсистемами или после подключения одной из подсистем к резервуару. Из ряда перспективных кандидатов для исследования перепутанных состояний следует выделить системы на основе электро-индуцированных квантовых точек, поскольку такие системы позволяют контролируемым образом инициализировать и считывать одно- и двух-электронные состояния [3,4]. Кроме того, в настоящее время становится понятно, что квантовые точки являются одной из наиболее перспективных платформ для организации квантовых вычислений.

В докладе рассматривается физика полупроводниковых спиновых кубитов, особое внимание уделено экспериментальным достижениям в инициализации, управлении и считывании спинов в квантовых точках. Обсуждаются возможности эффективной передачи кубитов в системе взаимодействующих квантовых точек. Представлены оригинальные результаты по исследованию особенностей временной эволюции первоначально приготовленных перепутанных состояний в системе коррелированных связанных квантовых точек. Продемонстрировано, что для различных начальных смешанных состояний степень перепутанности может не только демонстрировать немонотонное поведение, но и значительно возрастать по сравнению со значением в начальный момент времени, что открывает экспериментальные возможности для контролируемого переключения между перепутанным и чистыми состояниями в процессе временной эволюции [5]. Кроме того, показано, что спиновые корреляции и степень перепутанности в системе двух коррелированных квантовых точек могут увеличиваться при включении взаимодействия с резервуаром. Этот эффект возникает потому, что динамика многоэлектронных состояний в системе коррелированных квантовых точек определяется свойствами симметрии всей системы [6]. Также обсуждается протокол для передачи в пространстве первоначально приготовленных перепутанных состояний вдоль цепочек квантовых точек или квантовых проводов, расположенных в перпендикулярных направлениях [7] и рассматривается устойчивость перепутанных состояний по отношению к шумам [8].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №24-12-10020.

### Литература

1. G. Burkard, D. Loss, D.P. DiVincenzo // Phys. Rev. B – 1999 -V. **59** – p.2070
2. G. Burkard, D. Loss, E.V. Sukhorukov // Phys. Rev. B – 200 – V. **61**- -p. R16303
3. D. Loss and D. P. DiVincenzo // Phys. Rev. A – 1998 – V. **57** – p. 120
4. M. D. Schulman, O. E. Dial, S. P. Harvey, et.al. // Science – 2012 – V.**336**- -p. 202
5. N.S. Maslova, P.I. Arseyev, V.N. Mantsevich // Phys. Rev. A – 2017 – V. **96** – p.042301
6. N.S. Maslova, P.I. Arseyev, V.N. Mantsevich // Phys. Rev. E – 2018 – V. **97** – p. 022135
7. N.S. Maslova, V.N. Mantsevich, P.I. Arseyev // Laser Phys. Lett. – 2022 – V. **19** – p.055208
8. N.S. Maslova, V.N. Mantsevich, P.I. Arseyev, I.M. Sokolov // Phys. Rev. A – 2024 – V. **109** – p. 032430

# ГИДРОДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ

Алексеев П. С.

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, *pavel.alekseev@mail.ioffe.ru*

Возможность формирования вязкой жидкости из электронов проводимости обсуждалась начиная с 1960-ых годов применительно к проводникам с малым числом дефектов и с сильными электрон-фононным или межэлектронным взаимодействиями [1]. Характерным признаком соответствующего гидродинамического режима электрического транспорта является падение сопротивления образца с ростом температуры за счёт температурной зависимости вязкости электронов [1]. Косвенно этот эффект, возможно, наблюдался в эксперименте [2], в котором приложение больших электрических полей к квантовой яме GaAs приводило к сильному разогреву 2D электронов. Однако, особенности столкновений вырожденных 2D электронов приводят к очень медленной релаксации некоторых вкладов в неравновесную функцию распределения электронов (по сравнению со случаем 3D электронов), что может приводить к существенным неопределенностям при интерпретации экспериментов типа [2] в рамках модели вязкой электронной жидкости [3].

По-видимому, надёжные экспериментальные свидетельства формирования пространственно-неоднородных стационарных течений вязкой жидкости из электронов были получены в 2010-е годы для чистых образцов графена, слоистого металла CoPdO<sub>2</sub> и квантовых ям GaAs [4-7]. Эти свидетельства основаны на зависимостях макроскопических свойств вязких течений от геометрии образца, а также на зависимости вязкости электронов от магнитного поля. Позднее в работах [8-9] течение Пуазейля электронной жидкости наблюдалось непосредственно по измерениям профилей электрического и магнитного полей, создаваемых течением.

В докладе рассказывается об этих и других экспериментах по наблюдению стационарных и высокочастотных явлений в вязкой электронной жидкости, а также о теориях этих явлений [10-12]. В частности, сообщается о магнетотранспортных эффектах в жидкости, о её вязкоупругих свойствах (в частности, о сдвиговых волнах в ней), о формировании вязкого течения жидкости из баллистического течения при приложении магнитного поля, об эффектах памяти в жидкости при межэлектронных столкновениях. Кроме того, обсуждаются результаты и открытые вопросы по микроскопической теории вязкой электронной жидкости.

## Литература

1. Гуржи Р. Н. // УФН. – 1968. – Т. 94. – С. 689.
2. Molenkamp L. W., de Jong M. J. M. // Phys. Rev. B. – 1994. - Т. 49. – С. 5038.
3. Gurzhi R.N., Kalinenko A.N., Kopeliovich. A.I. // 1995. – Phys. Rev. Lett. – Т. 74. – С. 3872.
4. Moll P. J. W., Kushwaha P., Nandi N., et al. // Science. – 2016. – Т. 351. – С. 1061.
5. Bandurin D. A., Torre I., Krishna Kumar R., et al. // Science. – 2016. – Т. 351, С. – 1055.
6. Shi Q., Martin P. D., Ebner Q. A., Zudov M. A., Pfeiffer L. N., West K. W. // Phys. Rev. B. – 2014. – Т. 89. – Номер статьи 201301.
7. Alekseev P. S. // Phys. Rev. Lett. – 2016. – Т. 117. – Номер статьи 166601.
8. Sulpizio J. A., Ella L., Rozen A., et al. // Nature. – 2019. – Т. 576. – С. 75.
9. Ku M. J. H., Zhou T. X., Li Q., et al. // Nature. – 2020. – Т. 583. – С. 537.
10. Alekseev P. S., Alekseeva A. P. // Phys. Rev. Lett. – 2019. – Т. 123. – Номер статьи 236801.
11. Алексеев П. С. // ФТП. – 2019. – т. 53 – С. 1405; Ibid. – 2023. – т. 56 – С. 866.
12. Afanasiev A. N., Alekseev P. S., Greshnov A. A., Semina M. A. // Phys. Rev. B. – 2021. – Т. 104. – Номер статьи 195415; Ibid. – 2023. – Т. 108. – Номер статьи 235124.

## ОБРАЩЕНИЕ КИРАЛЬНОСТИ И УВЕЛИЧЕНИЕ РАДИУСА СКЕРМИОНА ТИПА НЕЕЛЯ ПОСРЕДСТВОМ ВИХРЯ ПИРЛА

Апостолов С.С.<sup>1,2,\*</sup>, Андрияхина Е.С.<sup>3,1</sup>, Бурмистров И.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия

<sup>2</sup>Международная лаборатория физики конденсированного состояния,  
НИУ Высшая школа экономики, Москва, Россия

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный, Россия

\*E-mail: ssapostoloff@yandex.com

В последние два десятилетия возрос интерес к вопросам сосуществования магнетизма и сверхпроводимости. Одним из актуальных направлений стало изучение бислоев, состоящих из сверхпроводника и ферромагнетика, из-за возможности вмещать различные топологические объекты: скирмионы, стабилизированные взаимодействием Дзялошинского-Мория в ферромагнетике, и вихри в сверхпроводнике. Скирмионы в таких бислоях показывают интересную физику, способны создавать связанные состояния типа Ю-Шибы-Русинова, модифицировать эффект Джозефсона и изменять критическую температуру. Пары скирмион-вихрь могут служить базой для моды Майораны и представляют собой перспективную топологическую платформу для квантовых вычислений [1]. Недавно было опубликовано сообщение [2] об экспериментальной демонстрации в многослойной структуре  $[\text{Ir}_1\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Pt}_1]_{10}/\text{MgO}/\text{Nb}$  стабильного сосуществования скирмионов и вихрей.

Взаимодействие между скирмионами и вихрями в бислоях кирального ферромагнетика может возникать вследствие спин-орбитального взаимодействия, эффекта близости и магнитных полей рассеяния [3]. Обычно в анализе майорановских мод в парах скирмион-вихрь не учитывается влияние полей рассеяния. Однако мы показываем, что в тонком бислое кирального ферромагнетика магнитные поля рассеяния вихря Пирла могут привести к различным эффектам, таким как изменение киральности, увеличение радиуса [4] и/или отталкивание скирмиона типа Нееля на определенное расстояние от вихря [5]. Заметное увеличение радиуса было экспериментально подтверждено в опубликованной недавно работе [6].

Для теоретического описания указанных выше эффектов нами разработан эффективный метод, основанный на специальном аналитическом выражении для профиля намагниченности скирмиона типа Нееля в полях рассеяния Пирла, который содержит всего несколько числовых параметров (радиус скирмиона, ширина доменной стенки и расстояние до вихря), которые подлежат определению через минимизацию свободной энергии. Результаты аналитического подхода показывают хорошее соответствие с численным микромагнитным моделированием.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 24-12-00357.

### Литература

1. Nothhelfer J., Díaz S.A., Kessler S. *et al* // Phys. Rev. B. – 2022. – № 105. – 224509.
2. Petrović A.P., Raju M., Tee X.Y. *et al* // Phys. Rev. Lett. – 2021. – № 126. – 117205.
3. Andriyakhina E.S., Burmistrov I.S. // Phys. Rev. B. – 2021. – № 103. – 174519.
4. Apostoloff S.S., Andriyakhina E.S., Vorobyev P.A. *et al* // Physical Review B. – 2023. – № Vol. 107. – L220409.
5. Apostoloff S.S., Andriyakhina E.S., Burmistrov I.S. // Physical Review B. – 2024. – № 109. – 104406.
6. Xie Y., Qian A., He B. *et al* // arXiv:2310.13363.

# ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР С РЕЛАКСИРОВАННОЙ СВЕРХРЕШЕТКОЙ МУАРА

**Еналдиев В. В.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия, E-mail: vo-va.enaldiev@gmail.com*

<sup>2</sup>*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия*

Moiré superlattice, formed at twisted interface of two-dimensional materials, can dramatically change electronic properties of constituent layers due to stacking dependent modulation of interlayer hybridization of states. In long-period moiré superlattice, characteristic for small-angle-twisted bilayers, the areas of energetically preferential stacking expand into mesoscale domains, embedded into a domain wall network [1,2]. In my talk I discuss several examples of the twistrionic heterostructures with relaxed moiré superlattice demonstrating experimental results supplemented by theoretical modelling. In particular, I show how relaxation of moiré pattern results in an interfacial ferroelectricity in small-angle twisted transition metal dichalcogenide bilayers [3] and demonstrate properties of tunnel junctions based on the interfacial ferroelectrics [4]. In addition, I show that a single dislocation in relaxed moiré superlattice of small-angle-twisted bilayer graphene form a robust one-dimensional channel for dissipationless supercurrent in Josephson junction in quantum Hall regime [5].

## Литература

1. V.V. Enaldiev, V. Zolyomi, C. Yelgel et al // Phys. Rev. Letters – 2020. – V. 124 C. - 206101.
2. A. Weston, Y. Zou, V. Enaldiev et al // Nature Nanotechnology. – 2020. – Т. 15. – С. 592.
3. A. Weston, E.G. Castanon, V. Enaldiev et al // Nature Nanotechnology. – 2022. – Т. 17. – С. 390.
4. Y. Gao, A. Weston, V. Enaldiev et al // arXiv:2403.09399. – (2024).
5. J. Barrier, M. Kim, R.K. Kumar et al // Nature. – 2024.- Т. 628. – С. 741.

## КВАНТОВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ НА ОСНОВЕ ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

Ниязов Р. А.<sup>1,2</sup>, Крайнов И. В.<sup>1</sup>, Аристов Д. Н.<sup>1,2</sup>, Качоровский В. Ю.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, [kachor.valentin@mail.ioffe.ru](mailto:kachor.valentin@mail.ioffe.ru)

<sup>2</sup>НИЦ “Курчатовский институт” - ПИЯФ, Гатчина, Россия

Интерферометры на основе систем с малым количеством квантовых каналов находятся в фокусе исследования в последние десятилетия, в первую очередь, из-за возросшего интереса к квантовым вычислениям. Многообещающая возможность для дальнейшего развития в этом направлении связана с открытием 2D топологических изоляторов (ТИ), которые не проводят в объёме, но содержат 1D проводящие геликоидальные краевые состояния (ГКС). Электроны, распространяющиеся в ГКС в противоположных направлениях, имеют также и противоположные спины. Транспорт через ГКС топологически защищён, поскольку рассеяние назад на обычных немагнитных примесях запрещено. ТИ с двумя контактами представляет собой простейшую реализацию квантового электронного интерферометра на основе ГКС. Принципиальное отличие от интерферометра на основе обычных (не геликоидальных) 1D каналов состоит в том, что интерференция в крае ТИ возникает только при наличии спин-флип процессов. Эти процессы появляются при наличии в системе магнитного дефекта, либо за счёт туннельной связи ГКС с заряженным островком, а также в периодических массивах ГКС, которые реализованы в недавних экспериментах. Поэтому, наблюдение интерференционных эффектов позволяет извлечь информацию о возможных процессах разрушения топологической защиты.

В докладе обсуждается влияние интерференционных эффектов на транспорт и шум в системах на основе ГКС. Показано, что зависимость кондактанса  $G$  и фактора Фано  $F$  от магнитного потока  $\phi$ , существенно более универсальна, чем в обычных интерферометрах. Как  $G$  так и  $F$  имеют резонансную зависимость от  $\phi$ , причём резонансы имеют нетривиальную форму и выживают вплоть до достаточно высоких температур. Предложено описание системы на языке ансамбля управляемых кубитов, которые можно использовать для квантовых вычислений. Также показано, что в периодических массивах ГКС интерференция приводит к возникновению зонной структуры, которой можно управлять с помощью  $\phi$ , например, создавая дираковские точки или (при наличии дефектов) локализованные кубиты.

Наиболее интересные эффекты возникают при учёте ее-взаимодействия. В частности, взаимодействие может привести к возникновению нескольких фаз и мультикритическому поведению периодических массивов ГКС. Ещё более интересен механизм рассеяния назад, обусловленный так называемыми «флуктуациями нулевой моды» (ФНМ) в заряженном островке, существующем около ГКС. Без взаимодействия, различные процессы, которые могли бы привести к рассеянию назад, деструктивно интерферируют и их вклад сокращается. ФНМ приводят к подавлению деструктивной интерференции и возникновению рассеяния назад. В отличие от рассмотренных ранее механизмов нарушения топологической защиты ее-взаимодействием, данный механизм не связан с неупругими процессами и имеет слабую зависимость от температуры в хорошем согласии с экспериментом.

Работа выполнена при поддержке РФФ № 20-12-00147-П.

# ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО РАССЕЙНИЯ НА СВЕРХТЕКУЧИЙ ПЕРЕХОД $^3\text{He}$ В НЕМАТИЧЕСКОМ АЭРОГЕЛЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Дмитриев В. В.<sup>1</sup>, Кутузов М. С.<sup>2</sup>, Петрова Д. В.<sup>1,3</sup>, Солдатов А. А.<sup>1</sup>,  
Юдин А. Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, г. Москва, Россия,  
yudin@kapitza.ras.ru

<sup>2</sup>Metallurg Engineering Ltd., г. Таллинн, Эстония, metallurg@metallurg.eu

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,  
г. Москва, Россия

В докладе будут представлены результаты экспериментов со сверхтекучим  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле (все нити такого аэрогеля параллельны друг другу) в отсутствие покрытия поверхности гелием-4. В этом случае нити аэрогеля покрыты несколькими атомными слоями твердого парамагнитного  $^3\text{He}$ , что обеспечивает механизм спин-обменного рассеяния квазичастиц  $^3\text{He}$ . Эксперименты проводились в сильных магнитных полях (до 30 кЭ) с использованием метода механического резонанса вибрирующей проволоочки, на которую был наклеен образец аэрогеля.

При помещении объемного  $^3\text{He}$  в магнитное поле в узкой области температур реализуется  $A_1$  фаза. Ее отличительной особенностью является то, что в ней есть только состояния с проекцией спина  $|\uparrow\uparrow\rangle$ , в то время как в  $A$  фазе (реализующейся в отсутствие магнитного поля) присутствуют как проекции  $|\uparrow\uparrow\rangle$ , так и  $|\downarrow\downarrow\rangle$ . Область существования  $A_1$  фазы в объемном  $^3\text{He}$  линейна по полю и меняется в пределах  $1.2 \div 6$  мК/кЭ при изменении давления от 0 до 34 бар.

В случае  $^3\text{He}$  помещенного в аэрогель (в отличие от объемного  $^3\text{He}$ ) ранее экспериментально не удавалось наблюдать  $A_1$  фазу в малых магнитных полях [1]. В ряде теоретических работ [2] это объяснялось спин-обменным рассеянием квазичастиц  $^3\text{He}$  на поверхностном твердом слое  $^3\text{He}$  адсорбированном на нитях аэрогеля. Согласно теории, область существования  $A_1$  фазы в этом случае должна быть подавлена и возрастать нелинейно при повышении поля.

В наших экспериментах удалось наблюдать переход в  $A_1$  фазу в аэрогеле, при этом была измерена полевая зависимость температуры сверхтекучего перехода  $^3\text{He}$  [3]. Как и было предсказано теорией, эта зависимость носила нелинейный характер, что свидетельствует о влиянии магнитного рассеяния на расщепление температуры сверхтекучего перехода, как это было предположено в теоретических работах. Однако, в эксперименте наблюдалось существенное количественное несоответствие теоретическим ожиданиям. Одно из возможных объяснений – для нематического аэрогеля, использованного в эксперименте, необходимы дополнительные поправки в теории, построенной для изотропного аэрогеля. В связи с этим, одним из возможных шагов для проверки теоретической модели, может стать повторение наших экспериментов для случая изотропного аэрогеля и сравнение полученных данных.

## Литература

1. Gervais G., Yawata K., Mulders N., and Halperin W.P. // Phys. Rev. B. – 2002. – V. 66. – 054528.
2. Baramidze G.A., Kharadze G.A., // J. Low Temp. Phys. – 2004. – V. 135. – P. 399
3. Dmitriev V.V., Kutuzov M.S., Soldatov A.A., Yudin A.N. // Phys. Rev. B. – 2023. – V. 107. – 024507

# ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ТИПА ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ДЛЯ СВЕРХТЕКУЧЕГО $^3\text{He}$ В НЕМАТИЧЕСКОМ АЭРОГЕЛЕ

Дмитриев В. В., Солдатов А. А., Юдин А. Н.

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, г. Москва, Россия,  
yudin@kapitza.ras.ru

Новая сверхтекучая фаза  $^3\text{He}$ , полярная фаза, которую ранее удалось стабилизировать и исследовать при сверхнизких температурах порядка 1 мК в нематическом аэрогеле [1], уже привела к наблюдению многих новых явлений [2, 3]. Важным условием существования полярной фазы является покрытие нитей аэрогеля гелием-4 [4], вытесняющим твердый парамагнитный  $^3\text{He}$  с поверхности. Наличие твердого парамагнитного слоя в чистом  $^3\text{He}$  приводит к диффузному характеру отражения квазичастиц от поверхности, а также к появлению магнитного рассеяния, при котором спин рассеиваемой частицы не сохраняется.

В наших ЯМР-экспериментах [5] удалось реализовать неполное покрытие поверхности нитей аэрогеля гелием-4 (2.3 поверхностных атомарных слоя вместо 3). В этом случае характер рассеяния фермиевских квазичастиц  $^3\text{He}$  менялся в зависимости от давления. Изменение режимов рассеяния детектировалось по подавлению температуры сверхтекучего перехода (рис. 1 а) и изменению степени полярного искажения сверхтекучей фазы  $^3\text{He}$  в аэрогеле. Параллельно с ЯМР измерялись резонансные свойства погруженного в  $^3\text{He}$  кварцевого резонатора, которые также зависели от характера рассеяния квазичастиц (рис. 1 б). Полученные данные сравнивались с предельными случаями – полное покрытие нитей аэрогеля гелием-4 (3 поверхностных атомарных слоя) и без покрытия (чистый гелий-3). Проведенные эксперименты показали, что свойства сверхтекучего  $^3\text{He}$  в нематическом аэрогеле и параметры кварцевого резонатора очень чувствительны к реализуемым граничным условиям, и мы предполагаем, что магнитный канал рассеяния может играть важную роль в наблюдаемых явлениях.

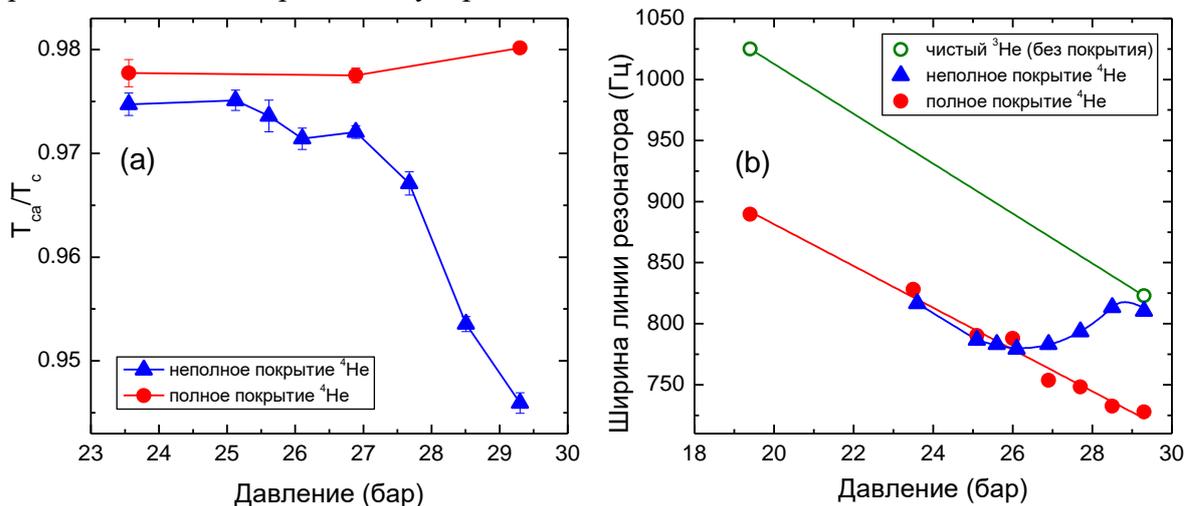


Рис.1 Изменение температуры сверхтекучего перехода и ширины резонансной линии кварцевого резонатора при изменении типа рассеяния квазичастиц гелия-3.

## Литература

1. Dmitriev V.V., Senin A.A., Soldatov A.A., Yudin A.N.// Phys.Rev.Lett.–2015.–V.115.–165304
2. Autti S., Dmitriev V.V., Mäkinen J.T. et al.// Phys. Rev. Lett. – 2016. – V.117. – 255301
3. Mäkinen, J.T., Dmitriev, V.V., Nissinen, J. et al.// Nat.Comm. – 2019. – V.10. – 237
4. Dmitriev V.V., Soldatov A.A., Yudin A.N.// Phys. Rev. Lett. – 2018. – V. 120. – 075301
5. Dmitriev V.V., Eltsov V.B., Rysti J., et al.// J. Low Temp. Phys. – 2022. – V. 208. – P. 3

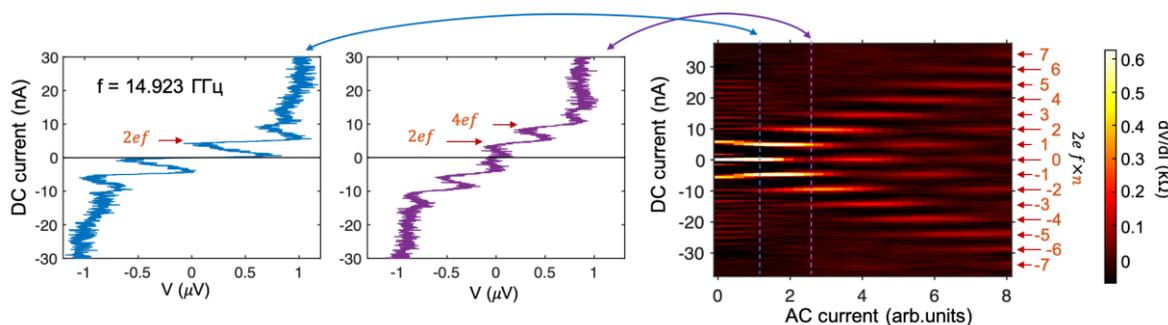
# КВАНТОВОЕ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЕ ФАЗЫ И ДУАЛЬНЫЕ СТУПЕНЬКИ ШАПИРО В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Астафьев О. В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

E-mail: o.astafiev@skoltech.ru

Эффект когерентного квантового проскальзывания фазы в сверхпроводящих нанопроволочках (Coherent Quantum Phase Slip effect – CQPS) в точности дуален эффекту Джозефсона, при замене электрического заряда на магнитный поток. Дуальность была продемонстрирована сначала по суперпозиции квантов магнитного потока [1] и позже по интерференции двух амплитуд туннелирования через нанопроволочки (аналог СКВИД-а) [2]. Однако потребовалось 30 лет после теоретического предсказания для прямой демонстрации нестационарного CQPS эффекта, дуального нестационарному эффекту Джозефсона. Трудность заключалась в подборе материалов, а также в разработке специальной электрической цепи – большой по величине, но компактной (микронных размеров) последовательной индуктивности. Нам удалось экспериментально показать четкие ступеньки тока (обратные ступенькам Шапиро) в NbN нанопроволочках, под действием СВЧ излучения (см. рис. 1) [3]. Ступеньки появляются при токах  $I_n = 2efn$  (где  $e$  – заряд электрона,  $f$  – частота СВЧ излучения,  $n$  – целое число) и являются результатом туннелирования квантов магнитного потока, под действием фотонов. Токовые ступеньки видны на частотах до 30 ГГц, что соответствует току почти в 10 нА. Следующим достижением явилось наблюдение токовых ступенек в джозефсоновских переходах. В нешунтированных джозефсоновских переходах возможно когерентное проскальзывание фаз. Мы заменили нанопроволочку на джозефсоновский переход в такой же электрической цепи. Нам удалось найти токовые ступеньки под действием СВЧ. Более того, мы провели систематическое изучение переходов в широком спектре параметров и нашли условия для наблюдения эффекта. Полученные результаты послужат основой для разработки квантового метрологического стандарта тока.



**Рисунок 1:** Ступеньки постоянного тока под действием СВЧ с частотой  $f = 14,923$  ГГц при двух разных амплитудах возбуждения. Правая панель:  $dV/dI$  в зависимости от постоянного и переменного токов. Пики в положениях  $I_n$  демонстрируют осцилляции Бесселя.

## Литература

1. Astafiev, O. V., Ioffe, L. B., Kafanov, S., et al. Nature 484, no. 7394 (2012): 355-358.
2. de Graaf, S. E., Skacel, S. T., Hönig-DeCrinis, T., et al. Nature Physics 14, no. 6 (2018): 590-594.
3. Shaikhaidarov, R.S., Kim, K.H., Dunstan, J. W., et al. Nature 608, 7921 (2022): 45-49.

# СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ПОЛИГИДРИДАХ МЕТАЛЛОВ ВБЛИЗИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Троян И.А.<sup>1</sup>, Любутин И.С.<sup>1</sup>, Иванова А.Г.<sup>1</sup>, Пудалов В. М.<sup>2,3</sup>,  
Садаков А.В.<sup>2</sup>, Семенов Д.В.<sup>4</sup>.

<sup>1</sup> *Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт»,  
Москва 119333, Россия.*

<sup>2</sup> *Центр исследований высокотемпературной сверхпроводимости  
и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга, ФИАН, Москва 119333, Россия*

<sup>3</sup> *НИУ ВШЭ, Москва 101000, Россия.*

<sup>4</sup> *Center for High Pressure Science and Technology Advanced Research (HPSTAR),  
Beijing 100094, China.*

В докладе будут представлены новые экспериментальные результаты по исследованию сверхпроводимости в некоторых полигидридах металлов при статических давлениях мультимегабарного диапазона.

В 2004 году Эшкрофт [1] предположил, что вещества с высоким содержанием водорода при высоких давлениях могут проявлять свойства похожие на чистый атомарный металлический водород. Теоретические расчеты [2–4] показывают, что количество водорода в стехиометрических гидридах металлов, стабильных при нормальном давлении, не является достаточным, чтобы воспроизвести уникальные свойства металлического водорода. Новые химические соединения, которые обладают большим содержанием, могут быть синтезированы только при высоких давлениях, и могут обладать высоким значением температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$ .

Два богатых водородом материала,  $H_3S$  и  $LaH_{10}$ , синтезированные недавно при мегабарных давлениях, произвели революцию в области физики конденсированных сред, и дали первую надежду на решение столетней проблемы сверхпроводимости при комнатной температуре. В последние годы появилось много теоретических работ, предсказывающих новые составы гидридов металлов с высокими значениями  $T_c$ . Однако экспериментальный синтез таких соединений и последующие исследования структурных и сверхпроводящих свойств чрезвычайно сложны. Образцы, синтезированные при высоких давлениях в ячейках с алмазными наковальнями, имеют размеры всего несколько микрон, и исследование сверхпроводимости на таких образцах требует от экспериментаторов высочайшего мастерства. Кроме того, структурные исследования нуждаются в синхротронных установках, которые довольно трудно доступны для российских ученых.

В нашей группе для выполнения таких экспериментов подготовлена серия камер высокого давления с алмазными наковальнями (DAC). Для синтеза полигидридов в рабочий объем камеры (диаметром около 50 мкм) помещается небольшой кусочек металла размером около 20 мкм в плоскости и около 2 микрон толщиной. Для выделения водорода в камере под давлением используется боран аммония  $NH_3BH_3$ . При высокой температуре это соединение разлагается с выделением атомарного водорода. При заданном давлении лазерный нагрев образцов до 2500 К в камерах осуществляется несколькими импульсами инфракрасного лазера. При высокой температуре и высоком давлении водород вступает в реакцию с металлом, и происходит синтез высших гидридов металлов.

В начальной серии наших экспериментов при высоком давлении синтезированы два новых сверхпроводника гидридов тория с высокими значениями  $T_c$  [5]. Это соединения  $\text{ThH}_{10}$  с кристаллической структурой  $Fm\bar{3}m$  и  $\text{ThH}_9$  (пр. гр.  $P6_3/mmc$ ). Экспериментально установлены критические температуры сверхпроводящего перехода  $T_c = 159\text{--}161$  К для  $\text{ThH}_{10}$  и  $T_c = 146$  К для  $\text{ThH}_9$ . При давлениях 170–175 ГПа для этих соединения установлены также значения верхних критических магнитных полей  $\mu H_c = 45$  и 38 Тесла. Экспериментально показано, что фаза  $fcc\text{-ThH}_{10}$  является стабильной до давления 85 ГПа. Такое сравнительно «низкое» давление делает этот материал уникальным среди всех известных полигидридов металлов с высоким  $T_c$ .

В системе полигидридов иттрия нами впервые синтезирован новый высокотемпературный сверхпроводник  $\text{YH}_6$  с температурой сверхпроводящего перехода 224 К при давлении 166 ГПа [6]. Установлено, что при лазерном нагреве металлического иттрия до 2400 К в среде борана аммония при давлениях в области 160-196 ГПа кубическая фаза  $Im\bar{3}m\text{-YH}_6$  может образоваться вместе с примесными фазами  $I4/mmm\text{-YH}_4$  и  $Imm2\text{-YH}_7$ . Обнаружено, что значение  $T_c = 224$  К в  $\text{YH}_6$  неожиданно ниже теоретически предсказанного значения ( $\approx 290$  К) [7]. Установлено, что критический ток  $I_c$  и его плотность  $J_c$  в  $\text{YH}_6$  могут превышать, соответственно, значения 1 А и 2000 А/мм<sup>2</sup> при 0 К, что сравнимо с параметрами сверхпроводников, используемых в промышленности, таких как  $\text{NbTi}$  и  $\text{YBCO}$ . Наши эксперименты показали большой потенциал системы  $\text{Y-H}$ , где увеличение содержания водорода может превратить  $Im\bar{3}m\text{-YH}_6$  в  $GfK\text{-YH}_{10}$ , который имеет наилучшие шансы стать сверхпроводником при комнатной температуре.

Далее нам также впервые удалось синтезировать и изучить серию новых сверхпроводящих тройных гидридов [8]. Это кубические гексагидрид  $(\text{La}, \text{Y})\text{H}_6$  и декагидрид  $(\text{La}, \text{Y})\text{H}_{10}$  с максимальным значением температурой сверхпроводящего перехода  $T_c = 253$  К и верхним критическим магнитным полем  $B_{c2}(0)$  порядка 135 Тесла при давлении 183 ГПа. По результатам измерения вольт – амперных характеристик для  $(\text{La}, \text{Y})\text{H}_{10}$  установлена величина плотности критического сверхпроводящего тока  $J_c \sim 12\text{--}27.7$  кА/мм<sup>2</sup> при 4.2 К, что сравнимо с известными сверхпроводящими сплавами  $\text{NbTi}$  и  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ , используемыми в промышленности. Результаты наших структурных исследований показывают, что гидрид  $Fm\bar{3}m\text{-}(\text{La}, \text{Y})\text{H}_{10}$  содержит атомы исходных металлов в окружении водородных кластеров  $\text{La@H}_{24}$  и  $\text{Y@H}_{32}$ , что характерно для структур  $Im\bar{3}m\text{-LaH}_6$  и  $Fm\bar{3}m\text{-YH}_{10}$ .

Серия полигидридов  $(\text{La}, \text{Nd})\text{H}_{10}$  (с примерной концентрацией 6, 5, 8, 9, 20 ат.% Nd) были получены при высоком давлении  $\approx 180$  ГПа путем импульсного лазерного нагрева в среде давления аммиак-боран  $\text{NH}_3\text{BH}_3$  в качестве источника водорода для синтеза [9].

Мы обнаружили, что серия наиболее сильных отражений на рентгенограмме соответствует кубической кристаллической структуре, которая типична для декагидридов, таких как  $\text{LaH}_{10}$ , при давлениях выше 150 ГПа.

Установлено, что добавление неодима приводит к значительному подавлению сверхпроводимости в  $\text{LaH}_{10}$ , при этом один атомный % Nd вызывает уменьшение  $T_c$  на 10–11 К.

Подавление сверхпроводимости в  $\text{LaH}_{10}$  магнитными атомами Nd и малое изменение  $T_c$  по отношению к немагнитным примесям (например: Y) указывают на электрон-фононный механизм сверхпроводимости в синтезированных супергидридах.

В синтезированных образцах гидрида олова  $\text{SnH}_4$  нами обнаружена сверхпроводимость с  $T_c$  около 72 К. Также были выполнены измерения критических пара-

метров сверхпроводимости SnH<sub>4</sub> в сильных магнитных полях (в том числе импульсных до 65 Т) при высоких давлениях [10].

**Acknowledgments:** Авторы выражают глубокую благодарность А.Г. Гаврилюку и В.В. Стружину за участие в ряде экспериментов, а также теоретикам группы А.Р. Оганова (Сколково) за теоретическую обработку экспериментальных данных.

Работа проводится при финансовой поддержки РФФИ (грант № 22-12-00163).

### Литература

1. Ashcroft N.W. // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – № 92. С. – 187002.
2. Liu H., et al. // *PNAS.* – 2017. – № 114. С. – 6990–6995.
3. Peng F., et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2017. – № 119. С. – 107001–107007.
4. Wang H., et al. // *Wiley Interdiscip. Rev.: Comput. Mol. Sci.* – 2018. – № 8. С. – e1330.
5. Semenok D.V., et al. // *Materials Today.* – 2020. – № 33. С. – 36-43.
6. Troyan I.A., et al. // *Advanced Materials.* – 2021. – № 2006832. С. – 1-10.
7. Salke N. P., et al. // *Nat. Commun.* – 2019. – № 10. С. – 4453.
8. Semenok D.V., et al. // *Materials Today.* – 2021. – № 48. С. – 18-28.
9. Semenok D.V., et al. // *Adv. Mater.* – 2022. – № 2204038.
10. I. A. Troyan I.A., et al., // *Adv. Sci.* – 2023. – № 10. С. – 2303622.

# COLLECTIVE MODES IN DIRTY 2D SUPERCONDUCTORS

Бурмистров И. С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, Черногловка, Россия, burmi@itp.ac.ru*

The interplay between electron-electron interactions and weak localization (or anti-localization) phenomena in two-dimensional systems can significantly enhance the superconducting transition temperature. We develop the theory of quantum fluctuations within such multifractally-enhanced superconducting states in thin films. In conditions of weak disorder, we employ the Finkel'stein nonlinear sigma model to derive an effective action for the superconducting order parameter and the quasiclassical Green's function, meticulously accounting for the influence of quantum fluctuations. This effective action, applicable for interactions of any strength, reveals the critical role of well-known collective modes in a dirty superconductor, and its saddle point analysis leads to modified Usadel and gap equations. These equations comprehensively incorporate the renormalizations stemming from the interplay between interactions and disorder, resulting in the non-trivial energy dependence of the gap function. Notably, our analysis establishes a direct relation between the self-consistent gap equation at the superconducting transition temperature and the known renormalization group equations for interaction parameters in the normal state.

## Литература

1. Andriyakhina E. S., Nosov P. A., Raghu S., Burmistrov I. S. // arXiv: 2312.08693 – 2023.

# MOTION OF A TRACER DRIVEN BY QUANTUM VORTICES ON THE FREE SURFACE OF SUPERFLUID HELIUM

**Boltnev R.E., Vasiliev M.M., Petrov O.F.**

*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia,  
boltnev@gmail.com*

The motion of linear quantized vortex terminating at the free surface He-II can be visualized either by a charged particle expelled from the bulk helium by electric field [1], or by a tracer with positive buoyancy [2]. We report an experimental study of motion of a tracer particle driven by quantum vortices on the free surface of superfluid helium (He-II) at  $T = 1.45$  K [3]. We used tracers consisted of 8-10 hollow microspheres with the density less than the liquid helium density. The upper end of a linear vortex trapped the tracer and they moved together along the He-II surface. Asymmetric shape of the tracer as well as its large size  $\leq 0.2$  mm (Fig. 1) allowed us to observe its rotational motion along with the translational one (the mean values  $\approx 10$  revolutions per second and  $\approx 7$  mm/s, respectively). The tracer mean-square displacement and the energy dissipation within a vortex bundle were measured through the observation of translational and rotational motion of the tracer. The rotational energy and angular momentum of the particle driven by a quantum vortex were determined as  $\sim 10^{-15}$  J and  $\approx 2.6 \cdot 10^{-17}$  kg·m<sup>2</sup>/s, correspondingly, in good accordance with the energy and total angular momentum of the quantum vortex estimated as  $\approx 6.1 \cdot 10^{-14}$  J and  $\approx 2.6 \cdot 10^{-15}$  kg·m<sup>2</sup>/s, respectively. The translational motion of the tracers at short times ( $< 25$  ms) related to anomalous diffusion mode typical for active particles, while for longer times it corresponded to normal diffusion mode. The interaction of a particle with quantum vortices revealed a very efficient energy transfer from a vortex tangle to a particle due to coupling of the normal and superfluid components of He-II [3].

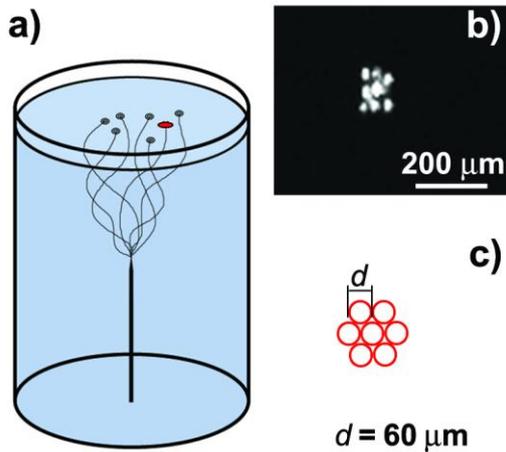


Figure 1. A tracer on the free surface of He-II and its model: a) Glass cell for observation of motion of the tracer (shown as a red oval) driven by quantum vortices along the He-II surface; b) Image of a tracer in scattered light; c) Simplified model of a tracer used for estimations of its mass and inertial momentum: 6 glass microspheres surround the central one. The microspheres' diameter is equal to 60 μm.

The work has been carried out under the support of the Russian Science Foundation (Project # 20-12-00372).

## References

1. Moroshkin P., Leiderer P., Kono K., Inui S., and Tsubota M. // Phys. Rev. Lett. – 2019. – V. 122. – P. 174502.
2. Levchenko A.A., Lebedeva E.V., Mezhov-Deglin L.P., Pelmenov A. A. // Low Temp. Phys. – 2019. – V. 45. – P. 469-475.
3. Boltnev R.E., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Sci. Rep. – 2023. – V. 13. – P. 22538.

## INVESTIGATION OF MULTICOMPONENT DUSTY PLASMA IN THE DC GLOW DISCHARGE AT TEMPERATURES BELOW 2 K

**Boltnev R.E., Kononov E.A., Vasiliev M.M., Trukhachev F.M., Petrov O.F.**  
*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia,*  
boltnev@gmail.com

Multimodal dusty plasma in a positive column of the direct current (DC) glow discharge at temperatures  $1.4 \div 2.1$  K has been studied experimentally and theoretically for the first time. As the plasma components there were found charged polymer nanoclusters and helical filaments in addition to electrons, atomic and molecular helium ions, as well as charged dusty particles of  $\text{CeO}_2$  in the DC glow discharge cooled by superfluid helium [1-3]. The discharge current was varied within the range from 1 to 100  $\mu\text{A}$  at the helium gas pressure  $3 \div 6$  Pa.

A liquid-like dusty plasma structures appeared after injection of polydisperse  $\text{CeO}_2$  particles in the glow discharge. The coupling parameter values  $\sim 10$  evaluated for the dusty plasma structures observed correspond very well to their liquid-like type.

Different self-organization phenomena were observed in such plasma: the formation of a nanoparticle cloud and nonlinear dust-acoustic instability within it, the synthesis of quasi one-dimensional structures (helical filaments). Analysis of the experimental conditions and the filament composition allows us to conclude that the filaments and nanoclusters were formed due to intense sputtering of the clay insert with a total flux  $\sim 100$  ng/s of sputtered materials at the power released within the discharge tube less than 0.1 W. The synthesis rates for nanoclusters and filaments, correspondingly,  $\sim 10$  ng/s and  $\sim 1$  ng/s were estimated. Nanoclusters with the diameters from 20 to 80 nm carried the charges  $\sim e$ . Solid helical filaments with length up to 5 mm, diameter up to 22  $\mu\text{m}$ , total charges  $\sim 10^6 e$ , levitated in the gas discharge were found after experiments on the discharge tube wall [2]. Fast growth of quasi one-dimensional structures, the filaments with high aspect ratio  $\sim 100$ , in plasma at  $T < 2$  K was explained by self-assembly of polarizable materials in strongly inhomogeneous electric fields on the tips of cellulose fiber protruding from the clay insert surface [3].

The main discharge parameters were estimated on the basis of the dust-acoustic wave analysis [4]. In particular, the temperature and density of helium ions, 45 K and  $\sim 10^8$   $\text{cm}^{-3}$ , respectively, as well as the electron and ion Debye lengths as high as  $\approx 2$  mm and  $\approx 30$   $\mu\text{m}$  were found.

### References

1. Boltnev R.E., Vasiliev M.M., Kononov E.A., and Petrov O.F. // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2018. – V. 126. – P. 561–565.
2. Boltnev R.E., Vasiliev M.M., Kononov E.A., and Petrov O.F. // *Sci. Rep.* – 2019. – V. 9. – P. 3261.
3. Boltnev R.E., Kononov E.A., Trukhachev F.M., Vasiliev M.M., and Petrov O.F. // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2020. – V. 29. – P. 085004.
4. Trukhachev F.M., Boltnev R.E., Vasiliev M.M., and Petrov O.F. // *Molecules.* – 2022. – V. 27. – P. 227.

# OPTICAL SPECTROSCOPY OF LASER PLASMA PRODUCED BY ABLATION OF METAL TARGET IN SUPERFLUID HELIUM

**Boltnev R.E.<sup>1,2</sup>, Karabulin A.V.<sup>1,3</sup>, Krushinskaya I.N.<sup>2</sup>, Pelmenev A.A.<sup>2</sup>, and Matyushenko V.I.<sup>2</sup>**

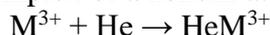
<sup>1</sup> *Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup> *Branch of Semenov Federal Research Center for Chemical Physics, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, Moscow region, Russia*

<sup>3</sup> *Federal Research Center for Problems of Chemical Physics and Medicinal Chemistry, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, Moscow region, Russia*

boltnev@gmail.com

We have analyzed the luminescence spectra of a plasma plume during laser ablation of a metal target immersed in superfluid helium. Appearance of excited helium atoms in plasma reveals the formation of helium ions at the laser power density below the breakdown threshold of liquid helium  $\approx 10 \text{ GW/cm}^2$  [1]. The main channel for the formation of helium ions in plasma at the laser power density below the breakdown threshold of liquid helium has been determined [2]. It occurs in two steps through the formation of metastable ionic complex of a helium atom and a triply-charged metal ion,



followed by the complex dissociation due to its interaction with the neutral metal atom,  $\text{HeM}^{3+} + \text{M} \rightarrow \text{He}^+ + \text{M}^{2+} + \text{M}^+ + \text{e}$ .

The helium atom luminescence during ablation of metal targets at the laser power density below the breakdown threshold of liquid helium was observed exclusively for Ni, Co, Ga, Au, and Ag, the metals with a positive balance

$$IE^{2+} - 24.59 - IE > 0,$$

where 24.59 eV is the ionization energy of a helium atom,  $IE$  and  $IE^{2+}$  are the ionization energies of neutral metal atom under study and its doubly-charged ion, correspondingly. It was shown that the value of  $IE^{2+}$  for a gold atom has to be higher than 34 eV whereas in some reference databases its value is estimated as 30 eV [3].

The maximal temperature inside a laser plume was determined from the line intensities of neutral metal atoms and ions as high as 1.6 eV, while the density of sublimated metal atoms reached  $\sim 10^{18}$  per  $\text{cm}^3$ .

## References

1. Sirisky S., Yang Y., Wei W., Maris H.J. // *J. Low Temp. Phys.* - 2017. - V. 189. P. 53–59.
2. Boltnev R.E., Karabulin A.V., Krushinskaya I.N., Pelmenev A.A., and Matyushenko V.I. // *High Energy Chem.* – 2023. – V. 57 -P. 168-174.
3. NIST Atomic Spectra Database, NIST Standard Reference Database 78, <https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/ionEnergy.html>

## НЕРАВНОВЕСНЫЕ И КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ СВЕРХПРОВОДНИК-ФЕРРОМАГНЕТИК

Рязанов В.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>МФТИ, г. Долгопрудный, Россия, [valery.ryazanov@gmail.com](mailto:valery.ryazanov@gmail.com)

<sup>2</sup>ИФТТ РАН, г. Черногловка, Россия, [ryazanov@issp.ac.ru](mailto:ryazanov@issp.ac.ru)

Сверхпроводниковая электроника и спинтроника, использующая гибридные элементы на основе контактов сверхпроводник-ферромагнетик (SF-контактов) активно развивается в фундаментальном и прикладном аспектах в целом ряде российских научных групп, в частности в ИФТТ РАН, ИФМ РАН, НИИЯФ МГУ и др. Серьезный импульс этим исследованиям в начале 2000-х придала реализация SFS  $\pi$ -контакта в ИФТТ РАН [1]. С тех пор в тематике исследований гибридных SF-структур и устройств возникло несколько направлений. Наряду с исследованиями и применениями SFS  $\pi$ -контактов (инверторов сверхпроводящей фазы) в ИФТТ РАН развиваются, в частности, исследования по разработке элементов джозефсоновской магнитной памяти [2,3]. Наши недавние исследования, связанные с изучением перехода в  $\pi$ -состояние, привели к обнаружению нового  $\pi$ -периодического ток-фазового соотношения [4], а также к реализации перехода в  $\pi$ -состояние (0- $\pi$ -перехода) и обратного  $\pi$ -0-перехода с помощью спин-поляризованной квазичастичной инжекции [5]. Подробно исследованы другие неравновесные явления, связанные с инжекцией квазичастиц в берега и барьер джозефсоновских наноструктур (см, например, [6]).

### Литература

1. Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Rusanov A.Yu., et. al. // Phys. Rev. Lett. – 2001. – V.86. – № 11. – P. 2427-2430.
2. Karelina L.N., Shuravin N.S., Ionin A.S., et. al. // JETP Lett. – 2022. – V. 116. – № 2. – P. 110- 116.
3. Карелина Л.Н., Шуравин Н.С., Егоров С.В., Больгинов В.В., Рязанов В.В. // Письма в ЖЭТФ. – 2024. – Т. 119. - № 8. - С. 616 – 621.
4. Stoutimore M.J.A., Rossolenko A.N., Bolginov V.V., et. al. // Phys. Rev. Lett. – 2018. – V. 121. – № 17. – P. 177702 (5pp).
5. Golikova T.E., Wolf M.J., Beckmann D., et. al. // Superconductor Science and Technology. – 2021 – V. 34. – N 5. – P. 095001 (9pp).
6. Лакунов И.С., Егоров С.В., Муханова Е.Д., Батов И.Е., Голикова Т.Е., Рязанов В. В. // Письма в ЖЭТФ. – 2023. - Т. 118. - № 9. – С. 656 – 663.

## КУЛОНОВСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МАЙОРАНОВСКИХ СИСТЕМАХ

**Аксенов С. В.<sup>1</sup>, Шустин М. С.<sup>1,2</sup>, Бурмистров И. С.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия*

<sup>2</sup>*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау, Черногловка, Россия*

Сверхпроводящие проволоки со спин-орбитальным взаимодействием в магнитном поле и цепочка Китаева, как предельный случай, активно изучаются с целью поиска майорановских связанных состояний и развития схем квантовых вычислений, использующих эти квазичастицы [1]. Начиная с первых работ, существенное внимание уделяется проблеме зарядовых корреляций. В частности, учет кулоновских взаимодействий приводит к изменению классификации топологических фаз и необходимости переопределения операторов майорановских мод [2,3].

В настоящей работе изучается влияние остаточного многочастичного взаимодействия, флуктуаций, на топологические фазы в расширенной модели Китаева [4]. В отличие от стандартной модели цепочки бесспиновых фермионов, где сверхпроводящее спаривание и перескоки рассматриваются между ближайшими соседями [5], в данном случае учитываются аналогичные процессы во второй координационной сфере. В рамках пертурбативного подхода показано, что топологический инвариант, построенный на функциях Грина, может быть представлен в виде суммы среднеполевого и флуктуационного вкладов,  $N_{mf} + N_{fl}$ . Появление последнего связано с остаточным взаимодействием,  $V$ , боголюбовских квазичастиц. При этом, для малых значений  $V$  ненулевые  $N_{fl}$  возможны только вблизи линий в пространстве параметров, где изменяется  $N_{mf}$ .

Физика флуктуационных топологических переходов тесно связана со свойствами аномальных функций Грина на нулевой частоте. Ее квазичастичная зависимость имеет несколько гармоник Фурье. Причем, вторая гармоника может возникать исключительно за счет флуктуаций, а соответствующие дополнительные нодальные точки реализуются вблизи минимумов среднеполевого спектра. В результате, если ренормировка спектра за счет флуктуаций достаточно сильна для закрытия щели, то можно говорить, что топологический фазовый переход сопровождается эффективным заселением состояний, отвечающих этим нодальным точкам. Последнее хорошо согласуется с механизмом, известным для квадратичных гамильтонианов [1]. Найденные эффекты можно интерпретировать как развитие идеи остаточного порядка [6] в области топологических фазовых переходов.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ No. 22-42-04416.

### Литература

1. Valkov V.V., Shustin M.S., Aksenov S.V., Zlotnikov A.O., Fedoseev A.D., Mitskan V.A., Kagan M.Yu. // Phys. - Usp. – 2022. – V.65. – P.2.
2. Fidkowski L., Kitaev A. // Phys. Rev. B. – 2010. – V.81. – P.134509.
3. Kells G. // Phys. Rev. B. – 2015. – V.92. – P.081401(R).
4. Shustin M.S., Aksenov S.V., Burmistrov I.S. // Phys. Rev. B. – 2024. – V.109. – P.075435.
5. Kitaev A. // Phys. - Usp. – 2001. – V.44. – P.131.
6. Fernandes R.M., Orth P.P., Schmalian J., Annu. Rev. Condens. Matter Phys. – 2019. – V.10. – P.133.

# ВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ КЛАССИЧЕСКИХ И КВАНТОВЫХ СВЧ-СИГНАЛОВ НА ОДИНОЧНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ИСКУССТВЕННЫХ АТОМАХ (приглашенный секционный)

Дмитриев А.Ю.<sup>1</sup>, Васенин А.В.<sup>1</sup>, Гунин С.А.<sup>1,2</sup>, Сабиров Т.Р.<sup>1</sup>, Болгар А.Н.<sup>1</sup>, Погосов В.В.<sup>3</sup>,  
Ремизов С.В.<sup>3</sup>, Елистратов А.А.<sup>3</sup>, Астафьев О.В.<sup>1,2</sup>

- (1) *Лаборатория искусственных квантовых систем, Московский Физико-технический Институт, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9*  
(2) *Сколковский Университет Науки и Технологий, Сколково, Большой Бульвар, 30/1*  
(3) *ВНИИА Автоматики им. Духова, 127055, Москва, Россия*

Представлены результаты изучения волнового смешения (интермодуляции) когерентных волн на одиночных сверхпроводниковых двухуровневых системах, сильно связанных с копланарным волноводом – открытым одномерным пространством [1]. При рассеянии двух непрерывных почти резонансных волн (классических сигналов) возникает ряд боковых компонент когерентного излучения [2], тогда как при рассеянии неперекрывающихся импульсов число компонент сильно ограничено, вплоть до одной боковой компоненты [3,4]. Теоретические работы предсказывают [5,6], что подобные нелинейные эффекты могут использоваться для определения фотонной статистики в одном из сигналов. Мы приводим теоретические результаты [7] смешения классического сигнала с однофотонным сигналом, испускаемого кубитом-источником, а также со сжатым вакуумом. Также представлены экспериментальные результаты смешения классической волны с анти-группированным светом, испускаемым кубитом-источником в стационарном режиме, а также с однофотонными суперпозициями, излучаемыми в импульсном режиме. Спектры смешения значительно отличаются от классического случая, что подтверждает неклассичность генерируемого нами анти-группированного света, и более того, показывает возможность использования волнового смешения для получения информации о фотонной статистике.

- [1] O. Astafiev, A. M. Zagoskin, A. A. Abdumalikov, Jr., Yu. A. Pashkin, T. Yamamoto, K. Inomata, Y. Nakamura, and J. S. Tsai *et al. Science* **327**, 840 (2010)  
[2] A. Yu. Dmitriev, R. Shaikhaidarov, T. Hönigl-Decrinis, S. E. de Graaf, V. N. Antonov, and O. V. Astafiev. *Phys. Rev. A* **100**, 013808 (2019)  
[3] A.Yu.Dmitriev, R.S.Shaikhaidarov, V.N.Antonov, T.Honigl-Decrinis, O.V.Astafiev. *Nature Communications* **8**, 1352 (2017)  
[4] A. V. Vasenin, A. Yu. Dmitriev, S. V. Kadyrmetov, A. N. Bolgar, and O. V. Astafiev. *Phys. Rev. A* **106**, L041701 (2022)  
[5] G. J. Milburn and D. F. Walls, *Phys. Rev. A* **28**, 2646 (1983).  
[6] D. F. Walls, M. J. Collet, and G. J. Milburn, *Phys. Rev. D* **32**, 3208 (1985).  
[7] W.V.Pogosov, A.Yu.Dmitriev, O.V. Astafiev. *Phys. Rev. A* **104**, 023703 (2021)

# ДЖОЗЕФСОНОВСКИЙ ДИОДНЫЙ ЭФФЕКТ В АСИММЕТРИЧНОМ СКВИДЕ С ВЫСШИМИ ГАРМОНИКАМИ

Фоминов Я. В.<sup>1</sup>, Михайлов Д. С.<sup>2</sup>, Селезнев Г. С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия,  
fominov@itp.ac.ru*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия*

Рассмотрен асимметричный двухконтактный СКВИД с различными ток-фазовыми соотношениями в двух джозефсоновских контактах при наличии высших джозефсоновских гармоник. Главным образом мы анализируем «минимальную модель», в которой один из контактов в кольце СКВИДа обладает синусоидальным ток-фазовым соотношением, а во втором контакте имеется также дополнительная вторая гармоника. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) оказывается асимметричной,  $I(-V) \neq -I(V)$ . Асимметрия обусловлена наличием второй гармоники и зависит от магнитного потока через кольцо интерферометра, пропадая только при особых значениях потока, таких как целые или полуцелые значения в единицах кванта потока. Таким образом, система демонстрирует управляемый потоком джозефсоновский диодный эффект (ДДЭ), простейшее проявление которого — зависимость критического тока от направления протекания. Мы исследуем асимметрию зависимости  $I(V)$  как в отсутствие, так и при наличии внешнего микроволнового сигнала. В случае заданного переменного напряжения на ВАХ имеются пики Шапиро. Целые пики асимметричны (проявление ДДЭ), тогда как полуцелые пики остаются симметричными. В случае заданного переменного тока на ВАХ имеются ступеньки Шапиро. ДДЭ проявляется в асимметрии общей формы ВАХ, включая целые и полуцелые ступеньки.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-12-00357.

## Литература

1. Fominov Ya.V., Mikhailov D.S. // Phys. Rev. B – 2022. – P. – 134514.

## СПИНОВЫЙ ХАОС ПОЛЯРИТОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Гаврилов С. С.<sup>1,2,\*</sup>, Ипатов Н. Н.<sup>1,2</sup>, Кулаковский В. Д.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики твердого тела им Ю.А. Осипьяна РАН, г. Черноголовка,  
Российская Федерация*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,  
Москва, Российская Федерация*

\*e-mail: gavr\_ss@issp.ac.ru

Теоретически исследованы спиновые свойства экситонных поляритонов в резонаторном микростолбике, находящемся в постоянном магнитном поле и возбуждаемом резонансной световой волной. Благодаря эффекту Зеемана у нелинейной поляритонной системы существуют две ветви оптического отклика, характеризующиеся противоположными знаками циркулярной поляризации [1]. Предсказан не прямой механизм инверсии поляризации, в соответствии с которым текущее состояние системы испытывает переход к динамическому хаосу, после чего альтернативное спиновое состояние устанавливается спонтанным образом. Такой механизм позволяет достичь практически однозначного соответствия между интенсивностью внешней световой волны, возбуждающей поляритоны, и знаком циркулярной поляризации излучения, причем как в непрерывном, так и в импульсном режиме возбуждения. Поскольку переход между стационарными состояниями опосредуется промежуточным хаотическим этапом, он не имеет точно определенной длительности. Тем не менее, расчеты показали, что для характерных параметров микростолбика размером 2 мкм на основе GaAs события спиновых переключений достаточно надежно регистрируются на масштабе 10 наносекунд при времени жизни поляритона порядка 10 пикосекунд [2].

Динамический хаос возможен при условии линейной связи спиновых компонент поляритонов ( $g_{\text{lin}} > 0$ ), что подразумевает латеральную анизотропию системы (в дополнение к обычному парному взаимодействию поляритонов с параллельными спинами). Фактически при этом важны только отношения  $g_{\text{lin}}$  и зеемановского расщепления  $g_{\text{magn}}$  к спектральной ширине линии, которая определяется добротностью резонатора, поэтому все технические ограничения, касающиеся анизотропии системы или необходимой напряженности магнитного поля, с увеличением добротности ослабляются.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 23-22-00455.

### Литература

1. Gavrilov S. S. *et al.* // Physical Review B. – 2013. – V. 87. – P. 201303.
2. Гаврилов С.С., Ипатов Н.Н., Кулаковский В.Д. // Письма в ЖЭТФ. – 2023. – Т. 118. – № 9. – С. 649–655.

## КВАЗИЧАСТИЦЫ В АНДРЕЕВСКОМ ПРОВОДЕ

Храпай В. С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт Физики Твердого Тела РАН им. Ю.А. Осипьяна,*  
E-mail: dick@issp.ac.ru

Исследования подщелевого квазичастичного отклика в гибридных структурах полупроводник-сверхпроводник вызывают обновленный интерес в последние годы. В первую очередь это связано с предложениями о поиске Майорановских нулевых состояний в полупроводниковых нанопроводах, находящихся в условиях сверхпроводящего эффекта близости, см., например, недавний обзор [1]. Поскольку речь идет об энергиях меньше, чем щель в плотности состояний сверхпроводника, то квазичастичные возбуждения представляют собой суперпозицию состояний квази-электрона и квази-дырки в области наведенной сверхпроводимости. В отличие от обычных Боголюбовских квазичастиц в сверхпроводнике, их спектр и заряд оказываются неуниверсальными, зависящими от беспорядка и даже просто от координаты вдоль провода [2-3]. В таких условиях получить полную информацию о квазичастицах, основываясь только на общепринятых транспортных экспериментах попросту невозможно.

В этом докладе я расскажу об экспериментальном прогрессе в понимании квазичастичного отклика в Андреевских проводах --- квазиодномерных структурах с двумя нормальными и одним сверхпроводящим терминалами. Будут обсуждаться проблемы, присущие транспортным методикам и возможность дополнения этих методик тепловыми и шумовыми экспериментами в нелокальной геометрии [4-5]. Исследования квазичастичных интерференционных эффектов будут рассмотрены на примере Боголюбовского интерферометра в квантовом эффекте Холла [6]. Наконец, если позволит время, я расскажу об обратном влиянии неравновесного распределения квазичастиц на сверхпроводящий параметр порядка и сложностях транспортной спектроскопии в «подвешенных» Андреевских проводах, связанных с этим эффектом [7].

Работа поддержана проектом РНФ 22-12-00342

### Литература

1. E. Prada et. al. // *Nat. Rev. Phys.* – 2020. – № 2. С. – 575
2. G.C. Ménard et. al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2020. – № 124. С. – 036802
3. P. Yu et. al. // *SciPost Phys.* – 2023. – № 15. С. – 005
4. A.O. Denisov et. al. // *Semicond. Sci. Technol.* – 2021. – № 36. С. – 09LT04
5. A.O. Denisov et. al. // *Nanomaterials* – 2022. – № 12. С. – 1461
6. Vadim Khrapai // *Phys. Rev. B* – 2024. – № 107. С. – L241401
7. E.V. Shpagina et. al. // *Phys. Rev. B* – 2024. – № 109. С. – L140501

## ДЖОЗЕФСОНОВСКИЕ АНТЕННЫ

**Галин М. А., Шерешевский И. А., Вдовичева Н. К., Курин В. В.**  
*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия,*  
kurin@ipmras.ru

В докладе будут представлены результаты прямого численного моделирования и экспериментального исследования активных джозефсоновских антенн, представляющих собой массив большого числа джозефсоновских контактов, когерентно работающих над общей электромагнитной модой и излучающих в открытое пространство. Такие системы подобны обычным лазерам, в которых отдельные атомы работают над общим полем, а роль атомов играют джозефсоновские контакты.

При взаимодействии с общей электромагнитной модой большое число контактов будет находиться в идентичных электродинамических условиях, и система будет масштабируемой. С ростом её размеров она будет содержать, в принципе, неограниченно растущее число контактов и производить излучение, интенсивность которого будет расти с ростом размеров системы. Кроме того, отток энергии в боковом направлении из-за излучения в открытое пространство будет препятствовать насыщению нелинейности индивидуальных контактов, имеющих малый динамический диапазон. На базе таких систем могут быть построены джозефсоновские генераторы с мощностью, достаточной для практических применений.

Путем прямого численного моделирования были изучены зависимости мощности, спектральных характеристик и диаграмм направленности излучения от геометрии системы и параметров джозефсоновских контактов. Проведено сравнение экспериментально измеренных характеристик излучения больших массивов Nb/NbSi/Nb контактов с результатами моделирования.

## ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ И ЭФФЕКТ УВЛЕЧЕНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КОНДЕНСАТАХ

Мельников А.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Московский Физико-технический Институт, Долгопрудный, Россия, E-mail:  
melnikov@ipmras.ru*

<sup>2</sup>*Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*

В докладе планируется дать обзор некоторых особенностей фотогальванических эффектов и эффекта увлечения куперовских пар фотонами в сверхпроводящих системах в сравнении с нормальными (несверхпроводящими) металлами. В качестве простейшей теоретической модели, позволяющей описать механизмы генерации фотоиндуцированных постоянных токов, магнитного момента и вихрей Абрикосова в сверхпроводниках и переключение сверхпроводящих токовых состояний под действием электромагнитной волны различной поляризации рассмотрена теория Гинзбурга – Ландау (ГЛ). Для анализа механизмов фотогальванических явлений в сверхпроводниках с внутренним диодным эффектом мы используем функционал ГЛ, обобщенный с учетом нечетных степеней градиентов параметра порядка, что позволяет нам найти фотоиндуцированный постоянный ток и предложить экспериментальные способы его наблюдения. В отсутствие невзаимных эффектов в сверхпроводящей среде мы также рассмотрели возможные механизмы возникновения квадратичной нелинейности в электродинамическом отклике. Использование обобщения теории ГЛ на нестационарный случай позволило нам выполнить расчеты фотоиндуцированного постоянного тока в сверхпроводнике в поле линейно поляризованной электромагнитной волны (эффекта увлечения куперовских пар фотонами); второй гармоники; магнитного момента сверхпроводящего конденсата, возникающего под действием циркулярно поляризованной электромагнитной волны (т.е. обратного эффекта Фарадея в сверхпроводниках). Нами проанализирована также связь эффекта увлечения куперовских пар фотонами с эффектом Холла в сверхпроводниках, особенностями неравновесной динамики сверхпроводящего конденсата и потенциала электронно – дырочного зарядового разбаланса в поле электромагнитной волны.

Рассмотренные эффекты позволяют предложить различные сценарии фотоиндуцированных переключений токовых и вихревых состояний в сверхпроводящих структурах, что представляет интерес для различных приложений в сверхпроводниковой электронике.

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (госзадание) № FSMG-2023-0011.

# ВИХРЕВЫЕ И ТОКОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПЛАНАРНЫХ ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ СВЕРХПРОВОДНИК–ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ИЗОЛЯТОР С ЭФФЕКТОМ РАШБА

Самохвалов А. В.

*Институт физики микроструктур РАН, г.Нижний Новгород, Россия,  
samokh@ipmras.ru*

Существенное влияние на магнитные и транспортные свойства систем сверхпроводник (С) / ферромагнетик (Ф) оказывают спин-орбитальные (СО) эффекты, когда импульс электрона  $\vec{p}$  связан со его спином  $\sigma$ . Для широкого класса сверхпроводящих структур с планарной геометрией СО эффекты возникают из-за взаимодействия Рашба  $v_R[\vec{n} \times \vec{p}] \cdot \vec{\sigma}$ , возникающего на интерфейсах таких структур [1]. Здесь  $\vec{n}$  – это единичный вектор вдоль направления, в котором нарушена симметрия пространственной инверсии,  $\vec{\sigma}$  – вектор матриц Паули, а  $v_R$  – характерная скорость Рашба. Совместное действие обменного (или зеемановского) поля  $\vec{h}$ , СО взаимодействия и сверхпроводящего спаривания приводит к формированию в сверхпроводнике спирального (геликоидального) состояния, которое характеризуется модуляцией фазы сверхпроводящего параметра порядка в направлении  $[\vec{n} \times \vec{h}]$  и оказывается бестоковым в пространственно однородных системах.

В докладе рассмотрены примеры тонкопленочных структур сверхпроводник–ферромагнитный изолятор (ФИ) с эффектом близости и СО взаимодействием Рашба на СФ интерфейсе, в которых сверхпроводник покрыт ферромагнетиком лишь частично [2,3]. Обменное взаимодействие между ферромагнитноупорядоченными ионами ФИ и электронами проводимости металла вызывает заметное расщепление спиновых подзон только в ограниченной области, что сопровождается возникновением спонтанного сверхтока, амплитуда и распределение которого зависят как от силы СО взаимодействия, так и от структуры и величины обменного поля. Изучены условия формирования в таких гибридных структурах вихревых состояний (вихрей Пирла), индуцированных спонтанным током, и найдены условия переключения между различными вихревыми конфигурациями [3]. Показана возможность полной компенсации спонтанного сверхтока, создаваемого СО взаимодействием и обменным полем, циркулирующими токами плотной цепочки вихрей на границе области, покрытой ФИ. Изучен способ формирования контролируемой фазовой неоднородности в гибридной СФ структуре, состоящей из короткого джозефсоновского контакта на стыке двух тонких сверхпроводящих пленок, один из электродов которого частично покрыт ФИ [4]. Выполнены расчеты критического тока и ток–фазовой зависимости такой гибридной структуры и показана возможность создания на ее основе аномального джозефсоновского  $\varphi_0$ -контакта с плавным изменением фазового сдвига  $\varphi_0$  в широких пределах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-12-00053).

## Литература

1. Рашба Е.И. // ФТТ. – 1960. – Т.2. – № 6. – С. 1224; Gor'kov L.P., Rashba E. I. // Phys. Rev. Lett. – 2001. – V.87. – P. 037004; Edelstein V.M. // Phys. Rev. B – 2003. – V.67. – P.020505.
2. Robinson J.W.A., Samokhvalov A.V., Buzdin A.I., // Phys. Rev. B – 2019. – V.99.– P.180501(R).
3. Самохвалов А.В. // ЖЭТФ – 2022. – Т.162. – №6(12). – С.941-956.
4. Самохвалов А.В. // Письма в ЖЭТФ – 2024. – Т.119. – №7. – С.508-515.

## ЭФФЕКТ УВЛЕЧЕНИЯ В КУЛОНОВСКИ СВЯЗАННЫХ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Латышев А. В.<sup>1</sup>, Семенов А. Г.<sup>2,3</sup>, Заикин А. Д.<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup>Университет г.Женева, Женева, Швейцария

<sup>2</sup>Физический Институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия, semenov@lpi.ru

<sup>3</sup>Сколковский Институт Науки и Технологий, Москва, Россия

<sup>4</sup>НИУ ВШЭ, Москва, Россия

Хорошо известно, что если две тонкие металлические пленки разместить на небольшом расстоянии друг от друга, то в системе возникнет эффект кулоновского увлечения. Суть его состоит в появлении тока в одной из пленок при приложении напряжения к другой. И наоборот, во второй пленке будет возникать падение напряжения, если сквозь первую пропускается ток. Это происходит за счет кулоновского взаимодействия между электронами в разных пленках.

В докладе будут представлены недавние результаты по исследованию аналогичного эффекта увлечения в электростатически связанных квазиодномерных сверхпроводниках [1] и джозефсоновских контактах. В данном случае суть явления состоит в том, что возникает падение напряжения в одной из систем при пропускании тока сквозь другую. Оказывается, что ключевую роль в этом эффекте играют квантовые явления проскальзывания фазы. Более того, в нашем докладе мы продемонстрируем, что эффект увлечения тесно связан с процессами котуннелирования флаксонов в структурах из квазиодномерных сверхпроводников и джозефсоновских контактов [2].

### Литература

1. Семенов А.Г., Заикин А.Д.// УФН. – 2022. – Т. 192. – С. 945-983.
2. Latyshev A., Semenov A. G., Zaikin A. D. //Condensed Matter. – 2022. – Т. 8. – С. 5.

# ЭФФЕКТЫ ВЗАИМНОГО ВЛИЯНИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И МАГНЕТИЗМА В АНОМАЛЬНЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДАХ

Ю. М. Шукринов<sup>1,2,3</sup>, Е. Коваленко<sup>4</sup>, К. В. Куликов<sup>1,2</sup>, J. Tekic<sup>5</sup>, M. Nashaat<sup>1,6</sup>

<sup>1</sup> ОИЯИ, Дубна, Россия, [shukrinv@theor.jinr.ru](mailto:shukrinv@theor.jinr.ru)

<sup>2</sup> Университет Дубна, Дубна, Россия, [kulikov@theor.jinr.ru](mailto:kulikov@theor.jinr.ru)

<sup>3</sup> МФТИ, Долгопрудный, Россия,

<sup>4</sup> ЦРЧТ, Красногорск, Россия, [valinbox@gmail.com](mailto:valinbox@gmail.com)

<sup>5</sup> University of Belgrade, Belgrade, Serbia, [jstekic@gmail.com](mailto:jstekic@gmail.com)

<sup>6</sup> Cairo University, Cairo, Egypt, [sci\\_phy\\_majed@windowslive.com](mailto:sci_phy_majed@windowslive.com)

Нами обсуждаются эффекты проявления и взаимного влияния сверхпроводимости и магнетизма в джозефсоновском  $\varphi_0$  переходе, где реализуется прямая связь джозефсоновской фазы и намагниченности [1]. Это приводит к интересным перспективам в области сверхпроводниковой спинтроники, в частности, основанным на перевороте магнитного момента сверхпроводящим током [2], и на проявлении  $\varphi_0$  переходом свойств маятника Капицы [3]. Представлены результаты исследований динамики и вольт-амперных характеристик (ВАХ) перехода под действием внешнего электромагнитного излучения [4,5]. Новым элементом в рассмотрении данной проблемы является учет магнитной компоненты излучения, приводящей к возникновению новых механизмов синхронизации и соответствующих ступенек на ВАХ [6,7]. Сочетание джозефсоновского и киттелевского ферромагнитных резонансов в  $\varphi_0$  переходе с различными типами синхронизации, ярко выраженными в динамике и на вольт-амперных характеристиках, делает физику данной системы очень интересной и открывает ряд новых приложений.

## Литература

1. Шукринов Ю. М. // Успехи физических наук. – 2022. – Т.65. – № 4. – С. 345-385.
2. Mazanik A.A., Rahmonov I.R., Botha A.E., and Shukrinov Yu.M., // Phys. Rev. Applied. – 2020. – V.14. – С. 014003.
3. Shukrinov Yu. M., Mazanik A., Rahmonov I. R., Botha A. E. and Buzdin A. // Europhysics Letters. – 2018. – V.122. – С. 37001.
4. Kulikov K. V., Anghel D. V., Nashaat M., Dolineanu M., Sameh M., and Shukrinov Yu. M. // Phys. Rev. B. – 2024. – V.109. – С. 014429.
5. Abdelmoneim S. A., Shukrinov Yu. M., Kulikov K. V., ElSamman H., and Nashaat M. // Phys. Rev. B. – 2022. – V.106. – С. 014505.
6. Shukrinov Yu. M., Kovalenko E., Tekic J., Kulikov K., and Nashaat M. // Phys. Rev. B. – 2024. – V.109. – С. 024511.
7. Nashaat M., Kovalenko E., and Shukrinov Yu. M. // Cond-mat arXiv: 2403.03621.

# МАЙОРАНОВСКИЕ КРАЕВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЦЕПОЧКАХ КИТАЕВА СИММЕТРИЙНОГО КЛАССА VDI

Беспалов А. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород,  
E-mail bespalov@ipmras.ru

Цепочка Китаева представляет собой простейшую дискретную модель топологического сверхпроводника [1]. Эта абстрактная модель описывает некоторые реальные физические системы. В частности, волновые функции низкоэнергетических возбуждений в цепочке магнитных атомов в контакте со сверхпроводником находятся из системы дискретных уравнений Боголюбова-де Жена, формально соответствующих цепочке Китаева со связями между далёкими узлами [2]:

$$\begin{cases} \sum_n (t_{l-n}u_n + \Delta_{l-n}v_n) = Eu_l \\ \sum_n (-t_{n-l}v_n + \Delta_{n-l}^*u_n) = Ev_l \end{cases}$$

Здесь  $E$  – энергия квазичастицы,  $u_l$  и  $v_l$  – электронная и дырочная компонента волновой функции,  $t_l$  и  $\Delta_l$  – амплитуды прыжков и спариваний соответственно. В контексте квантовых вычислений особый интерес представляют майорановские краевые моды в таких системах. Формально уравнения на волновые функции краевой моды в цепочке Китаева являются уравнениями Винера-Хопфа. Общее аналитическое решение таких уравнений на сегодняшний день не найдено, однако такое решение можно получить в важном частном случае, когда физическая система относится к симметричному классу VDI по классификации Альтланда и Цирнбауэра [3,4]. В этом случае коэффициенты  $t_l$  и  $\Delta_l$  действительные. Это соответствует магнитной цепочке, в которой спины магнитных атомов лежат в одной плоскости.

В настоящей работе рассмотрена абстрактная модель со степенным законом спада связей между узлами в цепочке Китаева:  $t_l \propto |l|^{-\alpha}$ ,  $\Delta_l \propto |l|^{-\beta}$ . В этом случае при  $\delta = \min(\alpha, \beta) > 1$  волновая функция краевой моды в полубесконечной цепочке ( $l=0,1,2,\dots$ ) спадает пропорционально  $l^{-\delta}$  при удалении от края цепочки (имеется не более одной майорановской моды на краю). При  $\delta=1$  наблюдается нестепенной закон спада волновой функции, а при  $\alpha < \beta$  и  $\alpha < 1$  волновая функция пропорциональна  $l^{(\alpha-3)/2}$ . Обнаружено, что энергия краевой моды в конечной цепочке длиной  $L$  спадает пропорционально  $L^{-\delta}$  при  $\delta > 1$  и пропорционально  $L^{-1}$  при  $\alpha < \beta$ ,  $\alpha < 1$ . В докладе будут также представлены некоторые результаты для более физической модели, соответствующей магнитной цепочке со спиральным магнитным порядком, расположенной внутри сверхпроводника или на его поверхности. В этой модели  $t_l$  и  $\Delta_l$  спадают степенным образом и осциллируют.

## Литература

1. Kitaev A.Y. // Phys. Uspekhi. – 2001. – V. 44. – P. 131.
2. Pientka F., Glazman L.I., von Oppen F. // Phys. Rev. B. – 2013. – V. 88. – P. 155420.
3. Jones N.G., Thorngren R., Verresen R. // Phys. Rev. Lett. – 2023. – V. 130. – P. 246601.
4. Bespalov A. // SciPost Phys. Core. – 2023. – V. 6. – P. 080.

# НЕЛИНЕЙНАЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ ИНДУКТИВНОСТЬ КОМПОЗИТНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРУКТУР

Водолазов Д. Ю.

ИФМ РАН, г. Нижний Новгород, РФ, vodolazov@ipmras.ru

Сверхпроводники характеризуются наличием в них кинетической индуктивности  $L_k$ , в дополнении к обычной, геометрической индуктивности  $L_g$ . Тогда как  $L_g$  определяет энергию магнитного поля, запасенную в сверхпроводнике с током  $E_H \sim L_g I^2/2$ , то  $L_k$  связана с кинетической энергией сверхпроводящих электронов  $E_k \sim L_k I^2/2$ . Зависимость концентрации сверхпроводящих электронов от температуры  $T$  и тока  $I$  приводит к зависимости  $L_k(I, T)$ , что используются во многих приложениях, таких как детекторы электромагнитного излучения, параметрические усилители, детекторы магнитного поля/тока.

В своем докладе я представляю результаты наших работ, посвященных исследованию зависимости  $L_k(I, T)$  в двух типах композитных/гибридных сверхпроводников: сверхпроводник/ферромагнетик/нормальный металл (SFN) [1] и сверхпроводник/нормальный металл (SN) [2,3]. Для SFN композита, находящегося в состоянии Фульде-Феррелла, было теоретически предсказано: а) наличие гистерезисной зависимости  $L_k(I)$ , приводящей к наличию двух состояний с различной величиной  $L_k$  при одном значении тока; б) сильная нелинейность  $L_k$  как при токе распаривания, так и при значительно меньшем токе; в) расходимость  $L_k$  не только при критической температуре, но и при температуре перехода в состояние Фульде-Феррелла.

Для SN композита, состоящего из 'грязного' сверхпроводника и низкоомного нормального металла был найден диапазон параметров, когда зависимость  $L_k(I)$  композита имеет сильно нелинейную область при токе, значительно меньшем тока распаривания [2,3], что было подтверждено в эксперименте [2]. На основе полученного результата был предложен новый тип детектора (сенсора) одиночных фотонов (в том числе гигагерцового диапазона) и магнитного поля/тока – сенсор на нелинейной кинетической индуктивности [3].

## Литература

1. P.M. Marychev and D.Y. Vodolazov, Extraordinary kinetic inductance of superconductor/ferromagnet/normal metal thin strip in an Fulde-Ferrell state, Journal of Physics, Condensed Matter 33, 385301 (2021).
2. M. Yu. Levichev, I. Yu. Pashenkin, N. S. Gusev, and D. Yu. Vodolazov, Finite momentum superconductivity in superconducting hybrids: Orbital mechanism, Phys. Rev. B 108, 094517 (2023).
3. Д.Ю. Водолазов, Сенсор на нелинейной кинетической индуктивности, Письма в ЖЭТФ, том 118, вып. 10, с. 769 – 775 (2023).

## РЕЖИМЫ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В ДОПИРОВАННЫХ НАНОВИСКЕРАХ InAs

Жуков А. А.<sup>1</sup>, Батов И. Е.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна  
Российской академии наук, Черноголовка, Россия, azhukov@issp.ac.ru

<sup>2</sup>Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна  
Российской академии наук, Черноголовка, Россия, batov@issp.ac.ru

В данном докладе представлены экспериментальные исследования магнито-транспорта в полевых транзисторах на базе допированных нановискеров InAs в присутствии заряженного острия атомно-силового микроскопа при температуре 4.2 К. Был подробно исследован переход от режима кулоновской блокады в режим практически однородного диффузного транспорта. Было продемонстрировано, что данный переход может происходить по двум сценариям. Первый сценарий включает наличие промежуточного резонансного транспортного режима, который может быть как нелинейным, так и линейным. Показано, что в данном режиме возникают новые характерные масштабы по энергии (100-200 мэВ) и по магнитному полю (1Т). Продemonстрировано наличие существенного изменения статистики универсальных флуктуаций проводимости в данном режиме [1]. Показано, что наличие данного промежуточного транспортного режима связано с существенным вкладом резонансных рассеивателей в электронный транспорт нановискеров. Представлены результаты сканирования, демонстрирующие местоположения отдельных резонансных рассеивателей. Показано, что характерные масштабы по энергии и магнитному полю для отдельных резонансных рассеивателей совпадают с таковыми для всего нановискера в режиме резонансного транспорта. Отдельное внимание было уделено исследованию перехода от линейного резонансного режима в режим практически однородного диффузного транспорта. Было продемонстрировано, что изменение ширины спектра универсальных флуктуаций проводимости можно использовать в качестве дополнительного индикатора данного перехода.

Второй возможный сценарий перехода – переход непосредственно из режима кулоновской блокады в режим практически однородного диффузного транспорта. Было показано, что в случае второго сценария оказывается возможным существенное перераспределение вкладов в транспорт от отдельных потенциальных барьеров при помощи заряженного острия атомно-силового микроскопа. Данное перераспределение может приводить, как и в случае режима резонансного транспорта, к существенному изменению статистики универсальных флуктуаций проводимости [1].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-22-00141.

### Литература

1. Hegger H., Huckenstein B., Hecker K., *et al.*// PRL – 1996. – № 77. С. – 3885-3888.

**VISUALIZATION OF THE INTERACTION OF MICRON-SIZED PARTICLES  
WITH VORTICES IN SUPERFLUID  
<sup>4</sup>He DOWN TO 140mK**

**Golov A. I.<sup>1</sup>, Goodwin C. O.<sup>1</sup>, Doyle M. J.<sup>1</sup>, Hay, J. A.<sup>1</sup>, Skachko I.<sup>1</sup>, Guo, W.<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>*University of Manchester, Manchester, UK, andrei.golov@manchester.ac.uk*

<sup>2</sup>*National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, USA*

<sup>3</sup>*Florida State University, Tallahassee, USA*

In recent decades a great deal of experimental information about the microscopic dynamics of vortex tangles in superfluid helium has been obtained by observing the motion of micron-sized particles through helium. Yet, due to experimental limitations, these have only been performed at temperatures  $T$  above  $\sim 1.4$  K, i.e. with a strong damping of the dynamics of vortex lines by their interaction (‘mutual friction’) with the normal component. Our goal was to extend this type of experiment to temperatures below  $\sim 0.5$  K where the effect of the normal component can be neglected, and the intrinsic dynamics of undamped vortex lines and their tangles take over.

We constructed a vibrationally-isolated rotating refrigerator that can cool, down to  $T = 0.14$  K, an optical cell containing superfluid helium with in-situ dispersed polymer fluorescent particles of diameters in the range of  $1\text{--}6$   $\mu\text{m}$ . Particles’ positions, within a remotely adjustable illuminating light sheet, were monitored by an intensified camera at the rate of up to 990 fps. When necessary, the apparatus could rotate continuously at angular velocity of up to  $\sim 1$   $\text{rad s}^{-1}$ .

The turbulence was generated by a burst of particles injected from the cell’s floor by ultrasound. Two types of particle trajectories were observed: erratic random-walk like and nearly straight, suggesting that particles could be either trapped by chaotically moving vortex lines or move untrapped. The erratic trajectories have not been seen below 0.7 K, likely due to the shortening of the lifetime of the trapped state with decreasing temperature.

Particle velocity distributions revealed a coexistence of a Gaussian function with power-law tails at all temperatures investigated, 0.14 K – 1.4 K. This is similar to the distributions observed previously at higher temperatures. There, the Gaussian part is believed to be due to either the interaction of untrapped particles with the viscous turbulent normal fluid or effect of multiple vortex reconnections on the trajectories of trapped particles; and the power-law tails are likely due to the effect of either singular events of vortex reconnections on the trapped particles or the nature of the attractive force between the particles and singular vortices. Yet, as there is no viscosity in superfluid helium at  $T \sim 0.14$  K, the Gaussian function for untrapped particles should be coming from a different mechanism – perhaps from the fluctuations of the flow acceleration within the vortex tangle. Similarly, the power-law tails could not be due to the effects of reconnections on the trapped particles. Possible interpretations will be discussed.

## УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИНЖЕКТИРОВАННЫХ ЗАРЯДОВ С ВИХРЯМИ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ СВЫШЕ 1.5К

Султанова М.Р.<sup>1\*</sup>, Ремизов И.А.<sup>1</sup>, Левченко А.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики твёрдого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия,*

[mabinkaiftt@issp.ac.ru](mailto:mabinkaiftt@issp.ac.ru)

Представлена конструкция экспериментальной установки, на которой производятся исследования взаимодействия инжектированных в жидкий  $^4\text{He}$  зарядов с вихревыми течениями, которые возбуждаются в нормальном He-I и сверхтекучем He-II гелии в результате нелинейного взаимодействия между собой взаимно перпендикулярных капиллярных волн. Установка представляет собой гелиевый оптический криостат, в вакуумной полости которого установлена камера с экспериментальной ячейкой. Ячейка представляет собой прямоугольный параллелепипед с шестью электрически изолированными гранями. Волны возбуждаются с помощью двух перпендикулярных плунжеров. Интервал рабочих температур 1.5К – 4.2К.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ КВАНТОВЫХ ВИХРЕЙ В ОБЪЕМ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ

Султанова М.Р.<sup>1\*</sup>, Левченко А.А.<sup>1</sup>, Ремизов И.А.<sup>1</sup>, Селин П.Г.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твёрдого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия,

[mabinkaiftt@issp.ac.ru](mailto:mabinkaiftt@issp.ac.ru)

Экспериментально исследовано движение инжектированных отрицательных зарядов под свободной поверхностью жидкости, а также в объеме сверхтекучего He-II при температурах  $T \approx 1.7$  К в статических электрических полях различной конфигурации.

Известно [1], что на инжектированные электроны в жидком гелии со стороны жидкой фазы (вблизи поверхности) действует сила  $F$  сила изображения, поляризации происхождения, которая отталкивает ионы от границы пар-жидкость в объеме. При наложении прижимающего электроны к поверхности электрического поля  $E_{\perp}$ , из-за конкуренции с силой изображения возникает потенциальная яма с минимумом в координате  $z_0$  :

$$z_0 = \frac{1}{2} \left[ \frac{e(\epsilon - 1)}{E_{\perp} \epsilon (\epsilon + 1)} \right]^{1/2}.$$

Поэтому введенные в гелий ионы локализуются на поверхности на глубине  $z = z_0$ . В данной работе исследовано движение инжектированных электронных пузырьков под свободной поверхностью сверхтекучего He-II при температурах  $T \approx 1.7$  К в различной конфигурации статических электрических полей. Обнаружено, что в случае конфигурации электрического поля, которая прижимает заряды к свободной поверхности He-II наблюдается заметное отклонение тока от той которая задается электрическим полем, а при конфигурациях, когда заряды не прижаты к поверхности, ток не изменяется при включении и отключении накачки электрического поля.

1. Шикин В.Б. // УФН – 1994. – №164 С. 995–997.

# МАГНИТНЫЙ ПОРЯДОК И ПОВЕРХНОСТЬ ФЕРМИ В *hcr* 4f-МЕТАЛЛАХ: НОВЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД?

Андрианов А. В.<sup>1</sup>

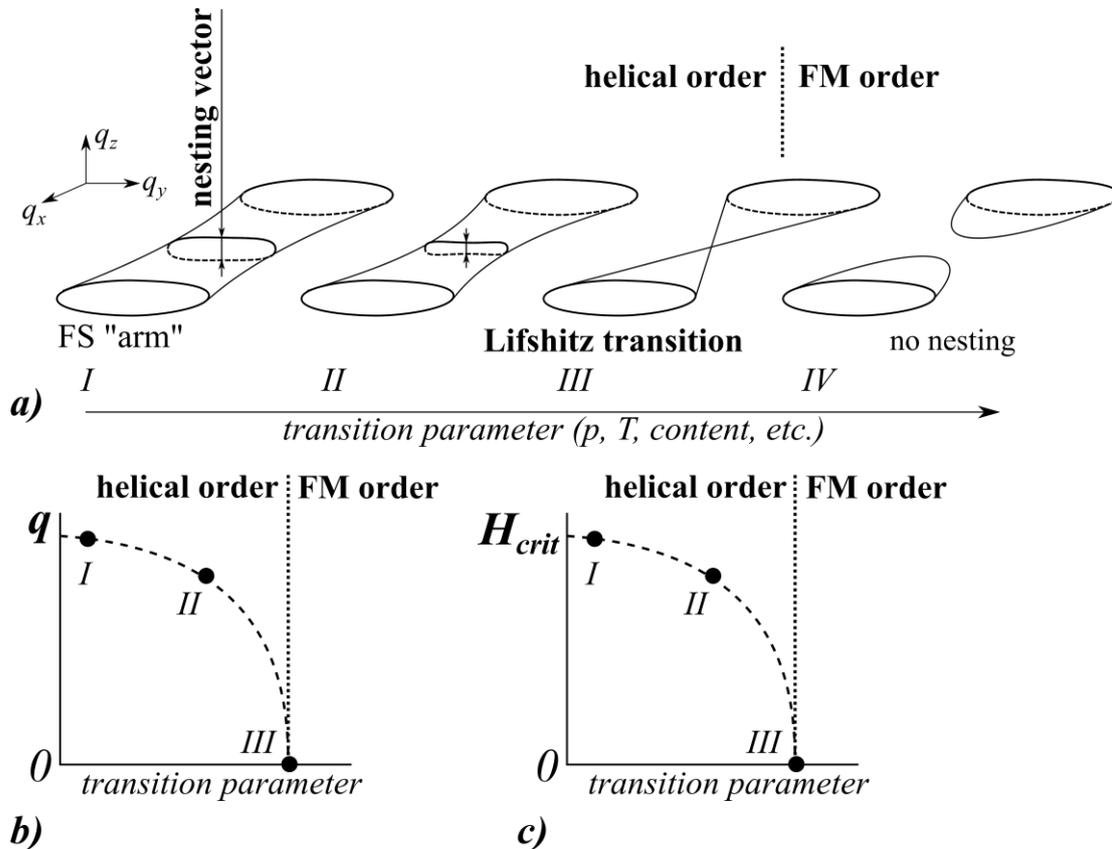
<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им.М.В.Ломоносова, Москва, РФ,  
andr@mig.phys.msu.ru

Для многих металлов характерны магнитные структуры с периодом, много большим и несоизмеримым с периодом кристаллической решетки — такие, как геликоидальная/спиральная структура. Как правило, это результат «магнитного нестинга»: волновой вектор магнитной структуры  $q$  равен экстремальному диаметру некоторого фрагмента поверхности Ферми (вектору нестинга).

При этом соответствующий фрагмент поверхности Ферми может не только изменять свою форму, но и вообще исчезать под внешним воздействием (давлением, температурой и т.п.), если соответствующий металл близок к электронному топологическому переходу Лифшица.

Тогда возможна эволюция поверхности Ферми, представленная на Рис.1а, с переходом Лифшица (III) и одновременным магнитным переходом к простому ферромагнитному порядку. Характерные зависимости магнитного волнового вектора и критического поля спиральной фазы приведены на Рис.1б,с.

По-видимому, этот сценарий реализуется в тяжелых редкоземельных металлах Gd...Tm и их твердых растворах друг с другом и иттрием.



1. A.V.I.Andrianov, E.Mendive-Tapia, A.I.Beskrovnyi, J.B.Staunton// Physical Review B (2021), **104**, 174435.

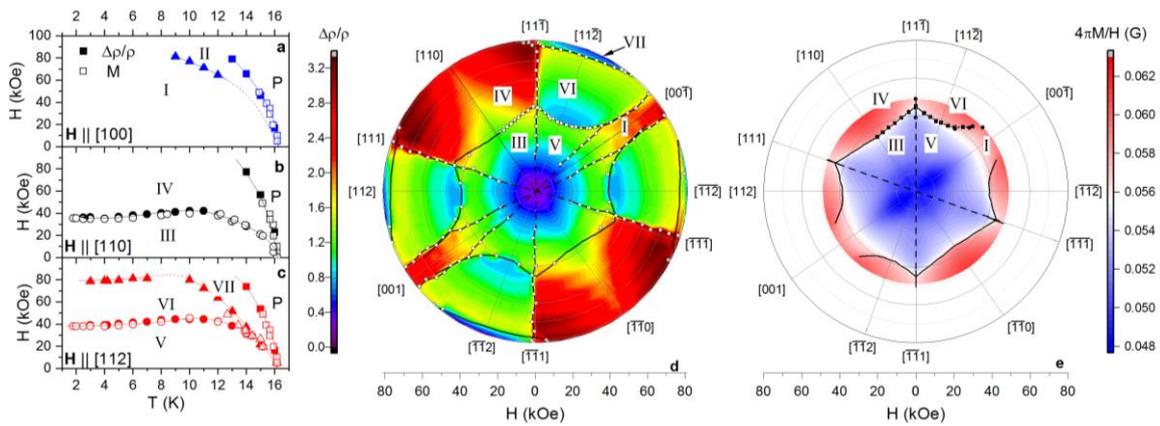
# ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА $\text{DyB}_{12}$ С ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКОЙ СТРУКТУРНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ И ЭЛЕКТРОННЫМ ФАЗОВЫМ РАССЛОЕНИЕМ

Азаревич А. Н.<sup>1</sup>, Богач А. В.<sup>1</sup>, Красиков К. М.<sup>1</sup>, Хорошилов А. Л.<sup>1</sup>,  
Шицевалова Н. Ю.<sup>2</sup>, Случанко Н. Е.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия, nes@lt.gpi.ru

<sup>2</sup>Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича, Киев, Украина,  
nshitsevalova@gmail.com

Аномальные свойства додекаборидов  $\text{RB}_{12}$  обусловлены развитием кооперативной динамической ян-теллеровской (ЯТ) неустойчивости подрешетки бора, что приводит к небольшим *статическим* структурным искажениям борного ковалентного каркаса и появлению полос динамического заряда (страйпов) зонных электронов [1]. Зарядовые флуктуации в страйпах вдоль направлений  $\langle 110 \rangle$  в  $\text{RB}_{12}$  подавляют РККИ обмен между магнитными R-ионами, приводя к спин-поляронным эффектам и формированию волн спиновой плотности, причем конкуренция магнитных взаимодействий обуславливает появление различных анизотропных антиферромагнитных (AF) фазовых диаграмм в форме «мальтийского креста» [2] и «бабочки» [3].



**Рис.1.** Магнитные фазовые  $H$ - $T$  (панели (a-c)) и  $H$ - $\phi$  (d-e) диаграммы  $\text{DyB}_{12}$ .

В работе в результате анализа, основанного на прецизионных низкотемпературных измерениях магнетосопротивления ( $\Delta\rho/\rho$ ) и намагниченности ( $M$ ) в магнитном поле  $H \leq 80$  кЭ впервые построены магнитные фазовые  $H$ - $T$  (рис.1a-1c) и  $H$ - $\phi$  (рис.1d-1e, по данным  $\Delta\rho/\rho$  и  $M/H$ , соответственно) диаграммы  $\text{DyB}_{12}$ . Показано, что в этом AF металле (температура Нееля  $T_N \sim 16$  К) с крамерсовскими ионами  $\text{Dy}^{3+}$  реализуется магнитная анизотропия типа «бабочки» (см. рис.1d-1e), подобная обнаруженной в [3] для  $\text{ErB}_{12}$ , однако в  $\text{DyB}_{12}$  в используемом в работе интервале магнитных полей для направления  $H \parallel [100]$  не наблюдается фазового перехода в состояние с ферромагнитной компонентой магнитной структуры. Обсуждаются механизмы рассеяния носителей заряда в AF-фазах I-VI (см. рис. 1).

## Литература

1. Sluchanko N. E. // *Rare-Earth Borides*, edited by D. S. Inosov (Jenny Stanford Publishing, Singapore, 2021). – Chap. 4. – P. 331–442.
2. Krasikov K. et al. // *Phys. Rev. B*. – 2020. – V. 102. – P. 214435(6).
3. Красиков К.М. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. – 2023. – V. 117. – P. 530-536.

# ПОВЕРХНОСТНАЯ И АНИЗОТРОПНАЯ ОБЪЕМНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В $ZrB_{12}$ С ЭЛЕКТРОННЫМ ФАЗОВЫМ РАССЛОЕНИЕМ

Азаревич А. Н.<sup>1</sup>, Богач А. В.<sup>1</sup>, Болотина Н. Б.<sup>2</sup>, Хрыкина О. Н.<sup>1,2</sup>,  
 Шицевалова Н. Ю.<sup>3</sup>, Кузнецов А. В.<sup>4</sup>, Случанко Н. Е.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия,  
 azarevich@lt.gpi.ru

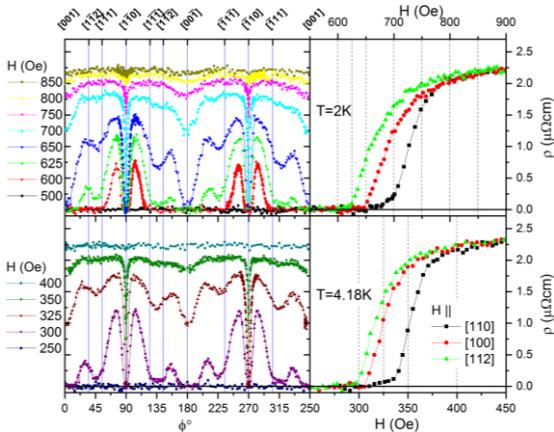
<sup>2</sup>НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, nb\_bolotina@mail.ru

<sup>3</sup>Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича, Киев, Украина,  
 nshitsevalova@gmail.com

<sup>4</sup>Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), Москва, Россия,  
 AVKuznetsov@mephi.ru

Недавно было установлено, что в сверхпроводнике  $ZrB_{12}$  реализуется ян-теллеровская структурная неустойчивость борного каркаса, приводя к возникновению динамических зарядовых страйпов [1-2]. Исследование транспортных, термодинамических свойств [1-2] и  $\mu SR$ -спектров [3] в этом сверхпроводнике с электрон-фононным механизмом спаривания привело авторов [1-3] к выводам: (i) о двухщелевой сверхпроводимости (СП)  $s$ -типа в грязном пределе, (ii) об электронном фазовом расслоении наномасштаба, (iii) о возникновении псевдощели и (iv) о сильной анизотропии сверхпроводящих характеристик.

Исследование анизотропии СП в настоящей работе выполнено при угловых измерениях намагниченности  $M(\varphi)$  и удельного сопротивления  $\rho(\varphi)$  в сверхпроводящей фазе  $ZrB_{12}$  при изменении направления внешнего магнитного поля в плоскостях  $H//(110)$  и  $H//(100)$ . Полученные результаты (см., например, рис.1)



**Рис.1.** Угловые (а)-(б) и полевые (с)-(д) кривые удельного сопротивления  $ZrB_{12}$  при  $T=2$  К и 4.2 К. Вертикальным пунктиром на (с)-(д) отмечены значения  $H$ , где измерялись угловые зависимости.

позволяют сделать следующие выводы:

(1) Анизотропия удельного сопротивления в магнитном поле вблизи перехода в нормальное состояние обусловлена сильной анизотропией верхнего критического поля  $H_{c2}'(0)$  в верхней зоне и поверхностной СП, наблюдающейся для  $H//[001]$  (см. рис.1).

(2) Значительный гистерезис намагниченности  $M(\varphi)$  регистрируется в широкой окрестности  $H//\langle 111 \rangle$  и отвечает режиму слабого пиннинга. Напротив, строго вдоль направлений  $H//[100]$  и  $H//[110]$  гистерезис  $M(\varphi)$  не наблюдается. Обсуждается сценарий анизотропной двухщелевой сверхпроводимости 1.5 рода, сосуществующей в  $ZrB_{12}$  с необычной поверхностной СП.

## Литература

1. Azarevich A. et al. // Phys. Rev. B. – 2021. – V. 103. – P. 104515.
2. Bolotina N. B. et al. // Phys. Rev. B. – 2022. – V. 105. – P. 054511.
3. Kirschner F. K. K. et al. // Phys. Rev. B. – 2018. – V. 98. – P. 094505.

## ЭФФЕКТ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СПИНОВОГО КЛАПАНА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ИЗОЛЯЦИОННЫМИ СЛОЯМИ

**Камашев А. А.<sup>1</sup>, Гарифьянов Н. Н.<sup>1</sup>, Валидов А. А.<sup>1</sup>, Катаев В. Е.<sup>2</sup>, Осин А. С.<sup>3</sup>,  
Фоминов Я. В.<sup>3</sup>, Гарифуллин И. А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, Российская Федерация, kamandi@mail.ru*

<sup>2</sup>*Leibniz Institute for Solid State and Materials Research, Dresden, Germany*

<sup>3</sup>*Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка, Российская Федерация*

Были изучены свойства сверхпроводящего спинового клапана (ССК) на основе двух гетероструктур: (А тип) Fe/Pb/Fe с окисленными интерфейсами сверхпроводник/ферромагнетик (С/Ф); (Б тип) Fe/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/Pb/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/Fe, где Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> - диэлектрические изоляционные слои. Для структур А типа исследовался эффект ССК - зависимость температуры перехода гетероструктуры в сверхпроводящее состояние ( $T_c$ ) от взаимной ориентации намагниченностей Ф-слоев - при различных толщинах С-слоя. Для структур А типа обнаружен существенный триплетный вклад в величину эффекта: при оптимальной толщина С-слоя 80 нм максимальная разница в  $T_c$  при изменении взаимной ориентации намагниченностей Ф-слоев с антипараллельной на перпендикулярную составила порядка 0.45 К во внешнем магнитном поле 1 кЭ. Ранее близкие значения эффекта удавалось достичь только для более экзотических структур ССК с полуметаллическими ферромагнитными слоями во внешних магнитных полях существенно больше 1 кЭ.

Для структур Б типа была изучена зависимость величины эффекта ССК от толщин сверхпроводящего (С) и изоляционных (И) слоев. Особенность структур Б типа заключается в том, что в них существует возможность точного контроля параметров изоляционного слоя, а, именно, толщины. Оптимизация толщин С- и И-слоев структуры позволила достичь полного переключения между нормальным и сверхпроводящим состояниями при изменении взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев от антипараллельной к параллельной с максимальной величиной эффекта ССК 0.36 К во внешнем магнитном поле 1 кЭ.

Таким образом, введение дополнительных тонких изолирующих прослоек в С/Ф интерфейсы открывает новые возможности улучшения характеристик ССК, повышающих эффективность его работы.

## ИССЛЕДОВАНИЯ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МУЛЬТИСЛОЙНЫХ СТРУКТУР FE1/CU/FE2/CU/PB И CO1/CU/CO2/CU/PB НА ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ PMN-PT

**Камашев А. А.<sup>1</sup>, Гарифьянов Н. Н.<sup>1</sup>, Большаков С.А.<sup>1</sup>, Мамин Р.Ф.<sup>1</sup>, Гарифуллин И. А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, Российская Федерация, kamandi@mail.ru*

Исследовано влияние пьезоэлектрической подложки PMN-PT ( $[\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3]_{0.7} - [\text{PbTiO}_3]_{0.3}$ ) на сверхпроводящие свойства тонкопленочных гетероструктур Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb (I серия) и Co1/Cu/Co2/Cu/Pb (II серия). Зарегистрировано изменение температуры перехода в сверхпроводящее состояние ( $T_c$ ) в электрическом и магнитном поле.

Для I серии образцов обнаружен сдвиг  $T_c$  более 200 мК при изменении взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев с антипараллельной на перпендикулярную во внешнем магнитном поле  $H_0 = 1\text{кЭ}$ . При этом наблюдалось аномальное поведение зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние от угла между намагниченностями ферромагнитных слоев, которое проявлялось в максимальных значениях температуры перехода в сверхпроводящее состояние при ортогональной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев. Продемонстрирована возможность реализации полного эффекта сверхпроводящего спинового клапана. Установлено, что с ростом величины напряженности приложенного электрического поля к пьезоэлектрической подложке PMN-PT, увеличивается сдвиг температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Максимальный сдвиг составил 10 мК в электрическом поле напряженностью 1 кВ/см.

Для II серии образцов максимальная разница в  $T_c$  составила 15 мК при приложении электрического поля напряженностью 1 кВ/см. Во внешнем магнитном поле максимальная разница в  $T_c$  составила более 80 мК при изменении взаимного направления намагниченностей ферромагнитных слоев от коллинеарного к перпендикулярному.

Исследования проведены за счет средств гранта РФ № 21-72-10178.

# ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ХРОМИТА МЕДИ (I), ЛЕГИРОВАННОГО МАГНИЕМ С СОДЕРЖАНИЕМ БЛИЗКИМ К ПРЕДЕЛУ РАСТВОРИМОСТИ.

Кытин В. Г.<sup>1</sup>, Корсаков И.Е.<sup>2</sup>, Куприянов Е.Е.<sup>3</sup>, Апрелева А.С.<sup>4</sup>, Константинова Е.А.<sup>5</sup>, Павликов А.В.<sup>6</sup>, Кульбачинский В.А.<sup>7</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Российская Федерация, [kytin@mig.phys.msu.ru](mailto:kytin@mig.phys.msu.ru).

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Российская Федерация, [i.kors@yandex.ru](mailto:i.kors@yandex.ru)

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Российская Федерация, [ee.kupriyanov@physics.msu.ru](mailto:ee.kupriyanov@physics.msu.ru)

<sup>4</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Российская Федерация, [sasha-apreleva@mail.ru](mailto:sasha-apreleva@mail.ru).

<sup>5</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Российская Федерация, [liza35@mail.ru](mailto:liza35@mail.ru).

<sup>6</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Российская Федерация, [pavlikov@vega.phys.msu.ru](mailto:pavlikov@vega.phys.msu.ru)

<sup>7</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Российская Федерация, [kulb@mig.phys.msu.ru](mailto:kulb@mig.phys.msu.ru).

В докладе представлены результаты исследования электрофизических и термоэлектрических свойств поликристаллических образцов и тонких плёнок хромита меди (I) легированного магнием при низких температурах. Поликристаллические образцы были синтезированы твердофазным методом [1]. Тонкие плёнки были осаждены методом химического осаждения из газовой фазы. Структура и фазовый

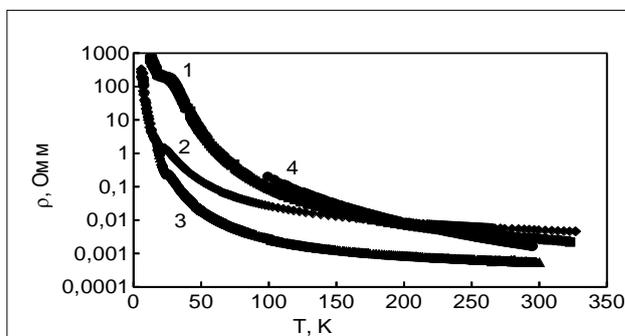


Рис.1 Температурные зависимости сопротивления: 1-3 – поликристаллические образцы (1,3%, 2 %, 4 % Mg соответственно), 4 - тонкая пленка (6 % Mg)

состав образцов были исследованы методом рентгенофазового анализа и электронной микроскопии. Дополнительно были измерены спектры ЭПР и комбинационного рассеяния света. Удельное сопротивление исследованных образцов увеличивается при понижении температуры (рис. 1). При температуре 24-26 К в температурной зависимости сопротивления наблюдается особенность соответствующая переходу хромита меди (I) в магнитоупорядоченное состояние. Теплопроводность керамических образцов с содержанием

магния от 2 до 3 ат. % в 2-2,5 раза меньше теплопроводности образцов с содержанием магния 1,3 и 4 ат. %. При этом присутствие дополнительных фаз и особенностей микроструктуры в данных образцах не обнаружено.

## Литература

1. V.A. Kulbachinskii, Kytin V.G., Duvakina A.V., Zinoviev D.A., Kupriyanov E.E., Korsakov I.E., Ovchenkov E.A., Kondratieva D.Yu// Materials Today: Proceedings.- 2021, V. 44, P. 3511- 3515

## ВЛИЯНИЕ БЕСПОРЯДКА В РЕШЕТКЕ ПИННИНГА НА МАГНИТНЫЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТСП

Мороз А. Н., Руднев И. А., Максимова А.Н., Кашурников В.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия,  
anmoroz@mephi.ru

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) на сегодняшний день являются перспективными материалами для изготовления магнитных накопителей энергии, двигателей и моторов благодаря их способности захватывать высокие магнитные поля и проводить постоянные токи высокой плотности. В этом большую роль играет явление пиннинга и считается, что для наилучшей производительности упомянутых устройств распределение дефектов должно быть как можно более равномерным. Тем не менее, даже при использовании современных методов создания дефектов в ВТСП, расстояние между ближайшими соседями в решетке пиннинга может не быть строго постоянным, а сами дефекты могут иметь разную форму. Кроме того, некоторые работы показали, что внесение беспорядка в решетку пиннинга может приводить к неожиданным результатам: например, возникновению мэтчинг-эффектов, отличных от тех, что проявлялись для исходной, неискаженной решетки [1]. Таким образом, исследование влияния беспорядка на эффективность периодической решетки пиннинга является весьма интересной задачей, и для проведения подобного исследования удобно применять численные методы.

В настоящей работе проведен расчет петель перемагничивания образцов ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , содержащих треугольные и квадратные массивы точечных дефектов разной концентрации, подверженные разной степени разупорядочения. Исследовано влияние беспорядка в решетке пиннинга на форму и ширину петли намагниченности, а также на зависимость критической плотности тока образцов от магнитного поля. Показано, что введение беспорядка в треугольную решетку дефектов может привести к улучшению пиннинга вихрем Абрикосова, проявляющемуся в виде особенностей на петлях перемагничивания, а следовательно, к повышению захваченного магнитного потока и критического тока. При этом данный эффект сильно зависит от величины магнитного поля и параметра исходной решетки дефектов. Анализ вихревых конфигураций показал, что при увеличении степени беспорядка в решетке пиннинга дефекты скапливаются в кластеры, которые, в случае треугольной решетки, способствуют замедлению продвижения вихрей вглубь образца. При этом более плотная решетка дефектов кластеризуется при меньших степенях разупорядочения, и эффективное количество центров пиннинга в ней падает. Расчеты выполнены при помощи метода Монте-Карло в рамках модели слоистого ВТСП в двумерной геометрии [2].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00394. <https://rscf.ru/project/23-19-00394/>.

### Литература

1. Trastoy J., Ulysse C., Bernard R., Malnou M., Bergeal N., Lesueur J., Briatico J., Villegas J.E. // Phys. Rev. A. - 2015. - Т. 4. - № 5. - С. - 054003
2. Moroz A, Rudnev I, Stepanenko A., Maksimova A., Kashurnikov V. // J. Supercond. Nov. Magn. – 2024. – Т. 37. – С. 339-353.

## О ЛОЖНОСТИ ТЕРМОДИНАМИКИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ, РАЗВИТОЙ ГОРТЕРОМ И КАЗИМИРОМ

Никулов А.В.

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов  
РАН, 142432 г. Черноголовка, Московская обл., Россия, E-mail [nikulov@iptm.ru](mailto:nikulov@iptm.ru)*

Все теории сверхпроводимости основаны на термодинамики сверхпроводников, развитой Гортером и Казимиром [1]. Согласно этой термодинамики, изложенной в большинстве книг о сверхпроводимости [2-6], изменение свободной энергии объемного сверхпроводника в магнитном поле и при переходе в магнитном поле  $H = H_c(T)$  описывается следующими выражениями

$$F_{sH} = F_{s0} + E_m; \quad F_{sH} = F_{nH} \text{ при } H = H_c(T); \quad F_{nH} = F_{n0} \quad (1)$$

В менее многочисленных книгах [7-9], авторы которых не следовали термодинамики Гортера и Казимира [1], были выведены другие выражения

$$F_{sH} = F_{s0}; \quad F_{sH} = F_{nH} + 2E_m \text{ при } H = H_c(T); \quad F_{nH} = F_{n0} + E_m \quad (2)$$

$E_m = V\mu_0 H^2/2$  - энергия магнитного поля в объеме  $V$ . В.Л. Гинзбург писал в 1946 году [7], что как известно из термодинамики, изменение свободной энергии равно совершаемой над телом работе [7]. Выражений (1) и (2) выведенные в [1] и в [7-9] противоположны потому, что согласно [7-9] работа  $dA = VHdV$  должна совершаться для создания энергии магнитного поля в объеме  $V$  сверхпроводника, а согласно утверждению Гортера и Казимира [1] работа  $dA = -VHdM$  должна совершаться для создания энергии намагничивания  $M = V - \mu_0 H$ .

Утверждения Гортера и Казимира, согласно которому магнитное поле  $H$  можно создать внутри пустого соленоида, не совершая никакой работы  $dA = -VHdM = 0$ , противоречит закону сохранения энергии. Авторы книг [2-6], которые следовали этому ложному утверждению [1], не учли также, что при переходе в магнитном поле  $H = H_c(T)$  совершается положительная  $A_{sn} = 2E_m = V\mu_0 H_c^2$  [8] и отрицательная  $A_{ns} = -V\mu_0 H_c^2$  [7] работа, вычисленная в книгах двух Нобелевских лауреатов. Ложная замена  $dA = VHdV$  на  $dA = -VHdM$  в [1] изменила знак этой работы, но не могла сделать ее нулевой. Работа, изменяя  $A_{sn} = \Delta U$  полную энергию  $U = F + ST$ , изменяет или свободную энергию  $A_{sn} = \Delta F$  или тепловую энергию  $A_{sn} = \Delta ST$ . Гортер и Казимир [1] получили равенство  $F_{sH} = F_{nH}$  на основе утверждения, противоречащего второму закону термодинамики, что отрицательная работа берется из тепла  $A_{sn} = -V\mu_0 H_c^2 = -\Delta ST$ . Таким образом, термодинамика сверхпроводников, развитая Гортером и Казимиром [1], противоречит не только закону сохранения энергии, но и второму закону термодинамики. Этих противоречий нет в книгах [7-9], в которых работа  $dA = VHdV$  изменяют свободную энергию  $F_{sH} = F_{nH} + V\mu_0 H_c^2$ .

*Работа выполнена в рамках государственного задания № 075-00296-24-00.*

### Литература

1. Gorter C.J., H. Casimer // Physica - 1934 - V. 1. p. 306-320.
2. Shoenberg D. // Superconductivity. Cambridge, 1938.
3. Шенберг Д. // Сверхпроводимость. ИЛ 1955.
4. Линтон Э.А. // Сверхпроводимость. «Мир» М.1964
5. Буккель В. // Сверхпроводимость. Основы и приложение. «Мир» М.1975
6. Шмидт, В.В. // Введение в физику сверхпроводников, МЦНМО, Москва, 2000.
7. Гинзбург, В.Л. // Сверхпроводимость, Изд. Академии наук СССР, М.-Л. 1946.
8. де Жен П. // Сверхпроводимость металлов и сплавов. «Мир» М.1968
9. Тинкхам, М. // Введение в сверхпроводимость. Атомиздат, 1980.

## ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ, ПРИНЦИП СООТВЕТСТВИЯ И ПОСТУЛАТ ЛАНДАУ

Никулов А.В.

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов  
РАН, 142432 г. Черноголовка, Московская обл., Россия, E-mail [nikulov@iptm.ru](mailto:nikulov@iptm.ru)

Хорхе Хирш сравнил отношения большинства теоретиков к общепризнанной теории сверхпроводимости, с отношением персонажей сказки Андерсена к новому платью короля: *“Heaven help me’, thought smart students that couldn’t understand how BCS theory explains the Meissner effect. ‘I can’t possibly see how momentum conservation is accounted for and Faraday’s law is not violated’. But they did not say so”* [1]. Странно, что теоретики, в отличие от умных студентов, не замечали этого очевидного противоречия с законом сохранения импульса. Бор, в отличие от специалистов по сверхпроводимости, был озабочен проблемой совместимости законов сохранения с квантовой теорией. В статье «Законы сохранения в квантовой теории» Бор писал, что «Сомнения относительно справедливости законов сохранения в элементарных квантовых процессах» были устранены принципом неопределенности Гейзенберга [2]. Сомнения можно устранить когда выполняется принцип соответствия и изменение, например момента импульса в отсутствие силы не превышает константы Планка  $\hbar$ . Согласно квантованию Бора  $(mv + qA)r = n\hbar$  и волновой механика Шредингера изменение момента импульса из-за квантования  $mvr = n\hbar - qAr = \hbar(n - \Phi/\Phi_0)$  частицы с зарядом  $q$  в кольце радиусом  $r$  и магнитным потоком  $\Phi = 2\pi rA$  не превышает константу Планка  $\hbar$ .  $\Phi_0 = 2\pi\hbar/q$  - квант потока.

Но макроскопические квантовые явления, такие как сверхпроводимость, невозможны согласно принципу соответствия. Согласно волновой механике Шредингера, разность энергий  $E_{n=1} - E_{n=0} = \hbar^2/2mL_x^2$  между разрешенными уровнями  $n = 1$  и  $n = 0$  квантовых частиц ничтожно мала при макроскопических размерах  $L_x$  объема в котором они находятся, даже если эти частицы образуют бозе конденсат. Л.Д. Ландау справедливо заметил в начале статьи [3], что бозе конденсация не может объяснить такое макроскопическое квантовое явление как сверхтекучесть, так как атомам ничто не мешает перейти с уровня  $n = 0$  на уровень  $n = 1$  когда  $\hbar^2/2mL_x^2 \ll k_B T$ . Чтобы объяснить это явление Л.Д. Ландау постулировал, что атомы сверхтекучего гелия не могут двигаться индивидуально. Применяв этот постулат к сверхпроводящим электронам Л.Д. Ландау вывел в конце статьи [3] волновую функцию  $\Psi_{GL}(r) = |\Psi_{GL}|e^{i\varphi}$  которая отличается от волновой функции Шредингера тем, что  $|\Psi_{GL}(r)|^2$  это не вероятность обнаружить микроскопическую частицу в точке  $r$ , а плотность  $n_s$  всех сверхпроводящих частиц. Постулат Ландау, объяснив макроскопические квантовые явления вопреки принципу соответствия, привел к невозможности устранения проблемы с законом сохранения с помощью принципа неопределенности. При переходе кольца в сверхпроводящее состояние с числом пар  $N_s = V|\Psi_{GL}|^2 = 2\pi r n_s$  момент импульса изменяется на макроскопическую величину  $N_s \hbar(n - \Phi/\Phi_0) \gg \hbar$ .

Работа выполнена в рамках государственного задания № 075-00296-24-00.

### Литература

1. Hirsch J.E. // APS Forum on Phys. and Society Newsletter - 2020 - p. 4-9; arXiv: 2001.09496.
2. Bohr N. // Nature - 1936 - V. 138. p. 25-26
3. Ландау Л.Д. // ЖЭТФ - 1941 - Т. 11. с. 592-624

## О ЛОЖНОСТИ ИДЕИ КУБИТОВ НА ОСНОВЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Никулов А.В.

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов  
РАН, 142432 г. Черноголовка, Московская обл., Россия, E-mail [nikulov@iptm.ru](mailto:nikulov@iptm.ru)

Ален Аспе, получивший в 2022 году Нобелевскую премию, обоснованно связал возможность новых квантовых информационных технологий с отказом от реализма: *"By closing two loopholes at once, three experimental tests of Bell's inequalities remove the last doubts that we should renounce local realism. They also open the door to new quantum information technologies"* [1]. Чтобы эти технологии были возможны на основе сверхпроводящих структур мы должны отказаться не только от локального, но и макроскопического реализма. Противоречие квантовой механики с макроскопическим реализмом является любимой идеей Энтони Леггетт, суть которой выражается названием одной из его статей [2] *"Quantum mechanics versus macroscopic realism: Is the flux there when nobody looks?"* Любимая идея Нобелевского лауреата спровоцировала утверждение об экспериментальном доказательстве невозможности объективного существования Луны [3].

Этот курьез стал возможен потому, что Леггетт не обратил внимание на различие между микроскопическими и макроскопическими квантовыми явлениями, на которые указывал Ричард Фейнман. В своих лекциях по физике он утверждал что Шредингер *"неправильно решил, что  $|\Psi|^2$  это плотность электрического заряда электрона ... Борн правильно (насколько нам известно) отождествил  $\Psi$  в уравнении Шредингера с амплитудой вероятности ..."*. Но далее Фейнман заметил, что *"когда  $\Psi$  - волновая функция каждой из огромного числа частиц, поголовно пребывающих в одном и том же состоянии то в этом случае  $|\Psi|^2$  можно отождествлять с плотностью частиц"* [4]. Плотность куперовских пар, которую описывает волновая функция Гинзбурга-Ландау, не может зависеть от сознания наблюдателя, в отличие от вероятности результата предстоящего наблюдения, которая изменяется с изменением знаний наблюдателя.

Идея кубитов на основе сверхпроводящих структур стала популярной вследствие схоластического понимания большинством теоретиков квантовой механики и непонимания ими смысла отказа от реализма. Создатели квантовой механики отказались от реализма из-за невозможности описать некоторые квантовые явления, такие как эффект Штерна-Герлаха, как проявление реальности. Таких эффектов в сверхпроводящих структурах не наблюдается и поэтому нет смысла отказываться от реализма при их описании. Эйнштейн считал отказ от описания реальности ошибкой, так как он понимал, что реализм есть предпосылка любой разновидности физического мышления. В статье [5] на примере ошибок сделанных при выводе известной GHZ (Greenberger - Horne - Zeilinger) theorem показывается, что Эйнштейн был прав: отказ от реализма привел к деградации физического мышления.

Работа выполнена в рамках государственного задания № 075-00296-24-00 .

### Литература

1. Aspect A. // Physics - 2015 - V. 8. p. 123.
2. Leggett A.J., Garg A. // Phys. Rev. Lett. - 1985 - V. 54. p. 857-860.
3. Mooij J. E. // Nature Phys. - 2010 - V. 6. p. 401-402.
4. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. // Фейнмановские лекции по физике. т. 9, Квантовая механика. «Мир» М.1967
5. Nikulov A.V. // Found. Phys. - 2023 - V. 53. p. 51.

# ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЕДИНСТВА ИЗМЕРЕНИЙ УДЕЛЬНОЙ ТЕПЛОЁМКОСТИ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТВЁРДЫХ ТЕЛ В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР ОТ 2 ДО 300 К В РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Петухов А.А.<sup>1</sup>, Потапов Б. Г.<sup>2</sup>, Кытин В. Г.<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>ФГУП «ВНИИФТРИ», Московская обл., Россия, [petukhov@vniiftri.ru](mailto:petukhov@vniiftri.ru)

<sup>2</sup>ФГУП «ВНИИФТРИ», Московская обл., Россия, [potapov@vniiftri.ru](mailto:potapov@vniiftri.ru)

<sup>3</sup>ФГУП «ВНИИФТРИ», Московская обл., Россия, [vyutin@vniiftri.ru](mailto:vyutin@vniiftri.ru)

<sup>4</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, [kytin@mig.phys.msu.ru](mailto:kytin@mig.phys.msu.ru)

В докладе представлены состав, конструкция и результаты исследования метрологических характеристик Государственных первичных специальных эталонов удельной теплоемкости (ГЭТ 79-2020) и теплопроводности твердых тел (ГЭТ 141-2020), разработанных и изготовленных во ФГУП «ВНИИФТРИ».

Аппаратура эталонов (рис. 1) состоит из базового дроссельного криостата БКД со сменной ячейкой для измерения удельной теплоемкости либо теплопроводности, термоконтроллера АК-10.03 ТК, вольтметра В, меры сопротивления МС, примененной для точного вычисления тока при определении мощности, подаваемой на нагреватель, персонального компьютера ПК для автоматизации процесса измерений. Для измерения длительности импульса нагрева используется частотомер Ч.

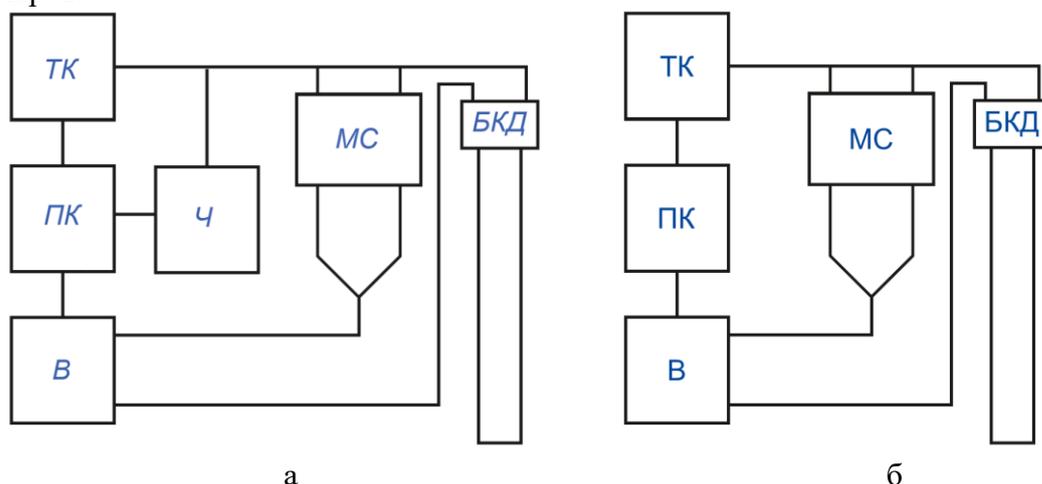


Рис. 1 Блок-схема аппаратуры эталонов а) теплоемкости, б) теплопроводности.

Таблица. Метрологические характеристики

	ГЭТ 79-2020	ГЭТ 141-2020
Диапазон значений температур, в котором воспроизводится единица	От 2 до 300 К	
Диапазон значений, в котором воспроизводится единица	0,03 – 718 Дж/(кг·К)	0,05 – 15 Вт/(м·К)
СКО	от $6 \cdot 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$ до $2 \cdot 10^{-3}$
НСП	от $1 \cdot 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-3}$

## Литература

- Петухов А.А., Потапов Б.Г., Кытин В.Г., Юров Л.В., Асланян Э.Г., Щипунов А.Н. Государственный первичный специальный эталон единицы теплопроводности твёрдых тел в диапазоне температур от 2 до 300 К ГЭТ 141-2020 Измерительная техника. 2022. № 9. С. 3-7.
- Петухов А.А., Потапов Б.Г., Кытин В.Г., Гавальян М.Ю., Юров Л.В., Асланян Э.Г., Щипунов А.Н. Государственный первичный специальный эталон единицы удельной теплоёмкости твёрдых тел в диапазоне температур от 2 до 300 К ГЭТ 79-2020 Измерительная техника. 2023. № 3. С. 4-9.

## **Ce<sub>2</sub>Pd<sub>21</sub>Si<sub>6</sub> vs Ce<sub>3</sub>Pd<sub>20</sub>Si<sub>6</sub>: ВЛИЯНИЕ ЗАМЕЩЕНИЯ Ce/Pd НА ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА**

**Семенов А.В.<sup>1,2</sup>, Анисимов М.А.<sup>1,2</sup>, Богач А.В.<sup>2</sup>, Демишев С.В.<sup>1</sup>, Щелкачев Н.М.<sup>1</sup>, Краснорусский В.Н.<sup>1</sup>, Грибанов А.В.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Институт Физики Высоких Давлений РАН, Россия, semeno@lt.gpi.ru*

<sup>2</sup>*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Московский государственный университет, Москва, Россия*

В течение 30 лет после первой публикации в 1994 году [1] соединение Ce<sub>3</sub>Pd<sub>20</sub>Si<sub>6</sub> остается в фокусе исследований как модельная система со скрытым (квадрупольным) порядком. В этом качестве она является аналогом прототипической системы этой группы CeB<sub>6</sub>. Однако, фазовые переходы, характерные для таких соединений, происходят в Ce<sub>3</sub>Pd<sub>20</sub>Si<sub>6</sub> при гораздо более низких температурах: переход в квадрупольно-упорядоченное состояние при  $T_Q \approx 0,5$  К, а последующий антиферромагнитный переход при  $T_N = 0,31$  К. Другое отличие от CeB<sub>6</sub> состоит в наличии двух неэквивалентных позиций ионов церия в решетке Ce<sub>3</sub>Pd<sub>20</sub>Si<sub>6</sub>, что приводит к многочисленным исследованиям роли каждой позиции в формировании экзотического низкотемпературного состояния.

В настоящей работе синтезированы поликристаллические интерметаллические соединения Ce<sub>3-x</sub>Pd<sub>20+x</sub>Si<sub>6</sub> ( $x = 0; 0.5; 1$ ), а также аналоги на основе La - La<sub>3-x</sub>Pd<sub>20+x</sub>Si<sub>6</sub> ( $x = 0; 1$ ). При этом составы R<sub>2</sub>Pd<sub>21</sub>Si<sub>6</sub> (где R = Ce, La) синтезированы впервые. Анализ кристаллической структуры показывает, что увеличение  $x$  приводит к частичной ( $x = 0.5$ ) или полной ( $x = 1$ ) замене ионов Ce/La на Pd в одной из двух позиций Вайкоффа, а именно в позиции 4a. Расчеты DFT демонстрируют хорошее согласие между определенными параметрами решетки и найденными экспериментально как для Ce<sub>3-x</sub>Pd<sub>20+x</sub>Si<sub>6</sub> ( $x=0;0.5;1$ ), так и для La<sub>3-x</sub>Pd<sub>20+x</sub>Si<sub>6</sub> ( $x=0;1$ ). Сравнительный анализ удельного сопротивления и теплоемкости Ce<sub>3-x</sub>Pd<sub>20+x</sub>Si<sub>6</sub> при  $x=0;0.5;1$  позволяет связать поведение Кондо с ионами Ce в позиции 8c во всех трех составах. Поведение Кондо проявляется в увеличении удельного сопротивления при понижении температуры, а также в появлении широкого пика магнитного вклада в удельной теплоемкости. Температура Кондо  $T_K \approx 25$  К, полученная в результате анализа температурных зависимостей теплоемкости, оказывается одинаковой для соединений Ce всех составов. Замещение ионов церия на палладий в положении 4a в составах с  $x=0$  и  $x=0.5$  приводит к дополнительному магнитному вкладу в удельную теплоемкость, величина которого возрастает с понижением температуры. При этом также формируется когерентное состояние Кондо-решетки с максимумом удельного сопротивления при  $T_{coh} \approx 15$  К и с последующим наступлением режима отрицательного магнитосопротивления ниже  $T_{inv} \approx 7$  К. По-видимому, такое поведение обусловлено появлением спиновых и орбитальных корреляций, которые индуцируют при более низких температурах квадрупольный и антиферромагнитный переходы. Измерения намагниченности показывают более локализованный характер магнитных моментов ионов Ce в Ce<sub>3</sub>Pd<sub>20</sub>Si<sub>6</sub> по сравнению с Ce<sub>2</sub>Pd<sub>21</sub>Si<sub>6</sub> при  $T = 2$  К.

Данная работа опубликована в *Journal of Solid State Chemistry* [2].

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 22-12-00008.

1. A.V. Griбанov et.al. // *J. Alloys Compd.* – 1994. - N 204. – P. L9-L11
2. A.V. Semeno et.al. // *J. Solid State Chem.* – 2024. – N 330. – P. 124462

# СПИН-ПОЛЯРОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В АНТИФЕРРОКВАДРУПОЛЬНОЙ ФАЗЕ СОЕДИНЕНИЯ $\text{CeV}_6$ С ЗАРЯДОВЫМИ СТРАЙПАМИ

Случанко Н. Е.<sup>1</sup>, Азаревич А. Н.<sup>1</sup>, Богач А. В.<sup>1</sup>, Хрыкина О. Н.<sup>1,2</sup>,

Болотина Н. Б.<sup>2</sup>, Гридчина В. М.<sup>2</sup>, Красиков К. М.<sup>1</sup>, Шицевалова Н. Ю.<sup>3</sup>

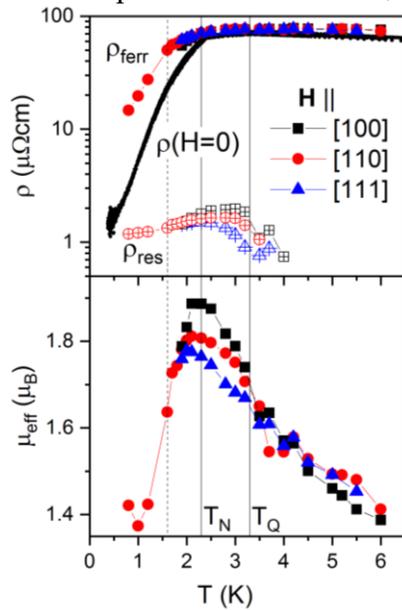
<sup>1</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия, nes@lt.gpi.ru

<sup>2</sup>НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, kvarkpower@gmail.com

<sup>3</sup>Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича, Киев, Украина, nshitsevalova@gmail.com

Принято считать, что соединение  $\text{CeV}_6$  является классическим примером магнитной кондо-решетки с низкими значениями температуры Кондо ( $T_K \approx 1-2$  К) и сложной магнитной фазовой диаграммой с орбитальным упорядочением ниже  $T_Q \approx 3.3$  К в антиферроквадрупольной (AFQ) фазе и амплитудно-модулированным антиферромагнитным основным состоянием, реализующимся ниже температуры Нееля  $T_N \approx 2.4$  К [1]. Недавно в [2] было показано, что в парамагнитном состоянии  $\text{CeV}_6$  реализуется режим фазы Гриффитса с ферромагнитными флуктуациями и наноразмерными кластерами магнитных ионов церия, причем в интервале  $T=8 \div 90$  К  $\gg T_K$  наблюдается слабая локализация носителей заряда.

В работе выполнены детальные исследования магнетосопротивления и намагнитченности в AFQ-фазе  $\text{CeV}_6$  в сочетании с низкотемпературными ( $T=30$  К) прецизионными экспериментами рентгеновской дифракции (XRD). Показано, что поведение удельного сопротивления в AFQ-фазе подчиняется зависимости



**Рис.1.** Температурные зависимости  $\rho_{ferr}(T)$ ,  $\mu_{eff}(T)$  и  $\rho_{res}(T)$  в соотношении (1) и экспериментальная кривая  $\rho(T, H=0)$ .

$$\rho(T, H) = \rho_{ferr} \cdot \left( \frac{T}{T_N} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot e^{-\frac{\mu_{eff}H}{k_B T}} + \rho_{res} \quad (1),$$

которая, согласно [3], отвечает перескокам носителей между ферромагнитными кластерами наноразмера (ферронами) в парамагнитной матрице, причем эффективный магнитный момент кластеров меняется в пределах  $\mu_{eff} = 1.4 \div 1.7 \mu_B$  (на рис.1 показано изменение параметров  $\rho_{ferr}(T)$ ,  $\mu_{eff}(T)$  и  $\rho_{res}(T)$  в соотношении (1) и экспериментальная кривая удельного сопротивления  $\rho(T, H=0)$ ). XRD эксперименты в  $\text{CeV}_6$  при  $T=30$  К обнаруживают трехмерные структуры динамических зарядовых страйпов, сформированные на  $2p$ -состояниях бора. Обсуждается сценарий образования в AFQ-фазе ферронов [3] в филаментарных каналах флуктуирующей электронной плотности (динамические страйпы) в гексабориде церия.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ № 23-22-00297.

## Литература

1. Cameron A. S., Friemel G., Inosov D. S. // Rep. Prog. Phys. – 2016. – V. 79. – P. 66502.
2. Khrykina O. N. et al. // J. Alloys and Comp. – 2024. – V. 970. – P. 172527.
3. Kagan M. Yu., Kugel K. I., Rakhmanov A. L. // Phys. Rep. – 2021. – V. 916. – P. 1-105.

# СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ФИЛАМЕНТАРНЫХ КАНАЛАХ В СОЕДИНЕНИИ $\text{LaV}_6$ С ДИНАМИЧЕСКИМИ ЗАРЯДОВЫМИ СТРАЙПАМИ

Случанко Н. Е.<sup>1</sup>, Азаревич А. Н.<sup>1</sup>, Богач А. В.<sup>1</sup>, Хрыкина О. Н.<sup>1,2</sup>,  
Болотина Н. Б.<sup>2</sup>, Гридчина В. М.<sup>2</sup>, Красиков К. М.<sup>1</sup>, Шицевалова Н. Ю.<sup>3</sup>,  
Гаврилкин С. Ю.<sup>4</sup>, Цветков А. Ю.<sup>4</sup>

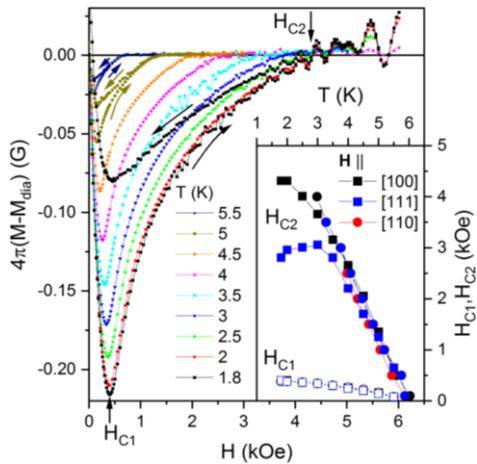
<sup>1</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия, nes@lt.gpi.ru

<sup>2</sup>НИИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, kvarkpower@gmail.com

<sup>3</sup>Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича, Киев, Украина,  
nshitsevalova@gmail.com

<sup>4</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, gavrs@lebedev.ru

Гексаборид лантана ( $\text{LaV}_6$ ) широко известен, как один из наиболее эффективных материалов для термоэмиссионных катодов, применяемых в электронной микроскопии, при анализе поверхностей, метрологии и др. Кроме того,  $\text{LaV}_6$  считается немагнитным реперным соединением для фундаментальных исследований сильно коррелированных электронных систем, включая топологический кондо-изолятор  $\text{SmV}_6$ , кондо-решетку  $\text{CeV}_6$ , зонный ферромагнетик  $\text{EuV}_6$  и др. Одним из наиболее спорных вопросов, связанных с  $\text{LaV}_6$ , является наблюдение в нем сверхпроводимости (СП). Впервые неполная СП с  $T_c \sim 5.7$  К была обнаружена в  $\text{LaV}_6$  Маттиасом с соавт. в 1968 году [1], однако в дальнейшем величина  $T_c$  была скорректирована до 0.45 К [2], 0.122 К [3], тогда как в [4] СП не наблюдалась вплоть до 0.005 К.



**Рис.1.** Полевые зависимости намагниченности  $M(H, T_0)$ . Стрелками показано направление изменения магнитного поля  $H$ . На вставке представлены кривые критических полей  $H_{c1}, H_{c2}(T_c)$ .

В настоящей работе выполнены исследования сопротивления, намагниченности, теплоемкости и теплопроводности восьми крупных (0.12÷1.7 г.) монокристаллических образцов, и обнаружена неполная СП (объем  $\sim 0.1\%$ ) с  $T_c \approx 6$  К, отвечающая филаментарным каналам в матрице  $\text{LaV}_6$ . Исследования намагниченности (см., например, рис.1) позволили определить критические поля (см. вставку на рис.1) и оценить длину когерентности  $\xi \sim 260$  Å, параметр Гинзбурга-Ландау  $\kappa \sim 2$  и константу электрон-фононного взаимодействия  $\lambda_{ep} \sim 0.43$ . Выполненные нами прецизионные низкотемпературные

исследования рентгеновской дифракции при  $T=30$  К обнаружили трехмерные структуры динамических зарядовых страйпов в  $\text{LaV}_6$ . Обсуждается сценарий сверхпроводимости в филаментарных каналах флуктуирующей электронной плотности (динамические страйпы), понижающих матрицу гексаборида лантана.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ № 23-22-00297.

## Литература

1. Matthias B. T., Geballe T. H., Andres K., et.al. // Science. – 1968. – V. 159. – P. 530.
2. Vanderberg J.M., Matthias B. T., et.al. // Mat. Res. Bull. – 1975. – V. 10. – P. 889-894.
3. Arko A. J., Grabtree G., et.al. // Int. J. Quant. Chem. Symp. – 1975. – V. 9. – P. 569-578.
4. Bat'ko I., Bat'kova M., et.al. // J. Alloys and Comp. – 1995. – V. 217. – P. L1-L3.

## СНИЖЕНИЕ СТАЦИОНАРНОЙ РАСТВОРИМОСТИ СЕРЕБРА В МЕДИ ВО ВРЕМЯ КРУЧЕНИЯ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Страумал Б.Б.<sup>1</sup>, Кильмаматов А.Р.<sup>2</sup>, Страумал П.Б.<sup>3</sup>, Мазилкин А.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия,

E-mail [straumal@issp.ac.ru](mailto:straumal@issp.ac.ru), [mazilkin@issp.ac.ru](mailto:mazilkin@issp.ac.ru)

<sup>2</sup>Лаборатория процессов и материаловедения, LSPM – CNRS, Вильтанёз, Франция,

E-mail [askar.kilmametov@lspm.cnrs.fr](mailto:askar.kilmametov@lspm.cnrs.fr)

<sup>3</sup>Институт металлургии и материаловедения им. Байкова РАН, Москва, Россия,

E-mail [straumal.peter@yandex.ru](mailto:straumal.peter@yandex.ru)

При кручении под высоким давлением (КВД) материала после определенного количества оборотов плунжера достигается стационарное состояние. Это стационарное состояние определяется динамическим равновесием между образованием дефектов кристаллической решетки при деформации и их релаксацией. В частности, при КВД бинарных твердых растворов происходит конкуренция между растворением частиц второй фазы (и обогащением твердого раствора), с одной стороны, и распадом твердого раствора (и выпадением частиц второй фазы), с другой стороны. В результате в бинарном твердом растворе при КВД формируется определенная стационарная концентрация второго компонента  $c_{ss}$ . Эта концентрация является эквивалентной, она зависит только от условий КВД, но не от исходного состояния бинарного сплава. В медно-серебряных сплавах, подвергнутых КВД при комнатной температуре, эта концентрация составляет  $c_{ss} = 5,5 \text{ мас.\% Ag}$  (*Acta Mater.* **195** (2020) 184). Можно ожидать, что изменение температуры КВД должно сдвинуть динамическое равновесие и изменить концентрацию  $c_{ss}$ . В данной работе образцы сплава Cu-8 мас.% Ag отжигались при 790°C, 300 ч и при 500°C, 770 ч. После отжига при 790°C почти все атомы серебра растворились в медной матрице. После отжига при 500°C все атомы серебра находились в преципитатах, а медная матрица была практически чистой. Отожженные образцы подвергались КВД при давлении 6 ГПа, 1 об/мин, 300 К и 77 К. После КВД концентрация серебра  $c_{ss}$  в первом образце уменьшалась, а во втором - возрастала. Оказалось, что стационарная концентрация  $c_{ss}$  действительно менялась с понижением температуры КВД от 300 до 77 К. Она уменьшалась до  $c_{ss} = 3,9 \text{ мас.\% Ag}$ . Это означает, что динамическое равновесие между растворением и выпадением атомов серебра смещено, и при 77 К преобладает формирование частиц второй фазы. КВД также изменяет размер преципитатов серебра. Большие преципитаты растворяются, а мелкие растут. Таким образом, размер выделений серебра также приходит к стационарному (около 50 нм) как для роста малых частиц, так и для измельчения крупных.

# МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $\text{LiCu}_3\text{O}_3$ – КВАЗИДВУМЕРНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА НА КВАДРАТНОЙ РЕШЁТКЕ СО СЛУЧАЙНО РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ МАГНИТНЫМИ И НЕМАГНИТНЫМИ ИОНАМИ

Готовко С.К.<sup>1,2</sup>, Иванов В.Ю.<sup>3</sup>, Буш А.А.<sup>4</sup>, Козлов В.И.<sup>4</sup>, Николаев Е.Г.<sup>1</sup>, Свистов Л.Е.<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> *Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва, 119334, Россия*

<sup>2</sup> *Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, Москва, 101000, Россия*

<sup>3</sup> *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, 119991, Россия*

<sup>4</sup> *МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454, Россия*

\* *svistov@kapitza.ras.ru*

$\text{LiCu}_3\text{O}_3$  является новым квазидвумерным магнетиком ( $S=1/2$ ) с замещением магнитных ионов немагнитными. Кристаллическая структура  $\text{LiCu}_3\text{O}_3$  содержит «тройки» магнитных плоскостей ионов  $\text{Cu}^{2+}(S=1/2)$  находящихся в узлах квадратной решетки. Ионы  $\text{Li}^+$  занимают те же кристаллографические позиции, что и позиции  $\text{Cu}^{2+}$  с разными степенями замещения для внутренней и внешних плоскостей – 20% и 40% [1]. Такие тройки квадратных плоскостей (В-А-В) разделены плоскостями немагнитных ионов  $\text{Cu}^+$ , что определяет квазидвумерность  $\text{LiCu}_3\text{O}_3$ . Степень замещения во внутренних плоскостях (А) меньше порога протекания в квадратной решётке, поэтому магнитные ионы в таких плоскостях образуют бесконечный кластер, в то время как во внешних плоскостях (В) степень замещения критически близка к порогу протекания. Такие необычные образцы стабильны при нормальных условиях и имеют воспроизводимые свойства.

В монокристаллах  $\text{LiCu}_3\text{O}_3$  были проведены ЯМР исследования на ядрах  $^7\text{Li}$  и измерения намагниченности, в результате которых были обнаружены частичное магнитное упорядочение при температуре  $T_{c1} = 123$  К и изменение магнитного состояния при  $T_{c2} \approx 30$  К. Высокотемпературный переход мы связываем с возникновением магнитного порядка в плоскостях с меньшим разбавлением, а низкотемпературный переход – упорядочению в плоскостях с сильным разбавлением. Широкие спектры ЯМР ниже  $T_{c1}$  отражают установление непрерывного распределения направлений или величин магнитных моментов, характерное для спиральных, спин-модулированных структур или структур с замороженным беспорядком.

При измерениях намагниченности был обнаружен спин-флоп переход, который указывает на наличие слабой одноосной анизотропии магнитной структуры. Относительно малое значение магнитной восприимчивости отражает жёсткость спиновой системы ( $\mu_0 H_{\text{sat}} \approx 200$  Т).

Работа была поддержана грантом РНФ 22-12-00259 (обработка данных ЯМР и вычисления) и Министерством высшего образования РФ FSFZ-2023-0005 (рост кристаллов  $\text{LiCu}_3\text{O}_3$ ).

[1] S. J. Hibble, J. Kohler, A. Simon, and S. Paider,  $\text{LiCu}_2\text{O}_2$  and  $\text{LiCu}_3\text{O}_3$ : New mixed valent copper oxides, *J. Solid State Chem.* 88, 534 (1990)

[2] Результаты приняты к публикации в *Phys. Rev. B*.

## СПИНОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ И ПРОВОДИМОСТЬ ПНИКТИДОВ ЖЕЛЕЗА ПРИ $T > T_c$

Таланов Ю. И.<sup>1</sup>, Гимазов И. Г.<sup>1</sup>, Железнякова Д. Е.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт ФИЦ КазНЦ РАН, Казань, Российская федерация, talanov@mail.kfti.knc.ru

Взаимное влияние различных фаз, переплетение нескольких параметров порядка, эволюция их взаимодействия с изменением химического состава, температуры, магнитного поля создают большие трудности в решении ключевого вопроса физики высокотемпературной сверхпроводимости: какое взаимодействие приводит к образованию куперовских пар в купратных и железосодержащих соединениях? И хотя большинство исследователей считают, что наиболее вероятным претендентом на эту роль является антиферромагнитное взаимодействие, прямого и однозначного подтверждения этой гипотезы до сих пор не получено. Поэтому исследования влияния магнетизма и спиновых флуктуаций на транспортные процессы в этих материалах остаются по-прежнему актуальными.

В настоящей работе приведены результаты измерений сопротивления, магнитной восприимчивости кристаллов двух семейств пниктидов железа:  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  и  $\text{Ca}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ . Анализ температурной зависимости их транспортных и магнитных характеристик позволяет установить особенности их взаимного влияния и связь с температурой перехода в сверхпроводящее состояние. Дополнительные сведения об этих процессах получены с помощью измерений микроволнового поглощения (МВП) на частоте около  $10^{10}$  Гц. Такие измерения позволяют выделить вклад спиновых флуктуаций в процесс рассеяния носителей тока.

Температурная зависимость сопротивления исследованных образцов в области выше всех фазовых переходов (сверхпроводящего, магнитного и структурного) имеет много общих черт с эволюцией магнитной восприимчивости при изменении температуры. В частности, обе кривые имеют протяженный участок прямой пропорциональности величине температуры ( $\sim T$ ). Такое поведение  $R(T)$ , хотя и не вполне понятное, является типичным для многих ВТСП материалов. Что касается линейной зависимости  $\chi(T) \sim T$ , эта особенность характерна только для пниктидов железа и родственных им соединений [1]. Объяснение этому явлению, предложенное в работах [2,3], основывается на предположении о существенном вкладе спиновых флуктуаций на процессы рассеяния в изучаемых материалах: антиферромагнитные корреляции приводят к образованию синглетных пар, которые не участвуют в рассеянии носителей, что приводит к уменьшению и магнитной восприимчивости и сопротивления с понижением температуры. Полученные в нашей работе зависимости  $\chi(T)$  и  $R(T)$  хорошо согласуются с такой гипотезой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 21-72-20153.

### Литература

1. Klingeler R., Leps N., Hellmann I., Popa A., *et al.* // Phys. Rev. B. – 2010. – V. 81. – 024506.
2. Korshunov M. M., Eremin I., Efremov D.V. *et al.* // Phys. Rev. Lett. – 2009. – V. 102. – 236403.
3. Zhang G. M., Su Y. H., Lu Z. Y., *et al.* // EPL. – 2009. – V. 86. – 37006.

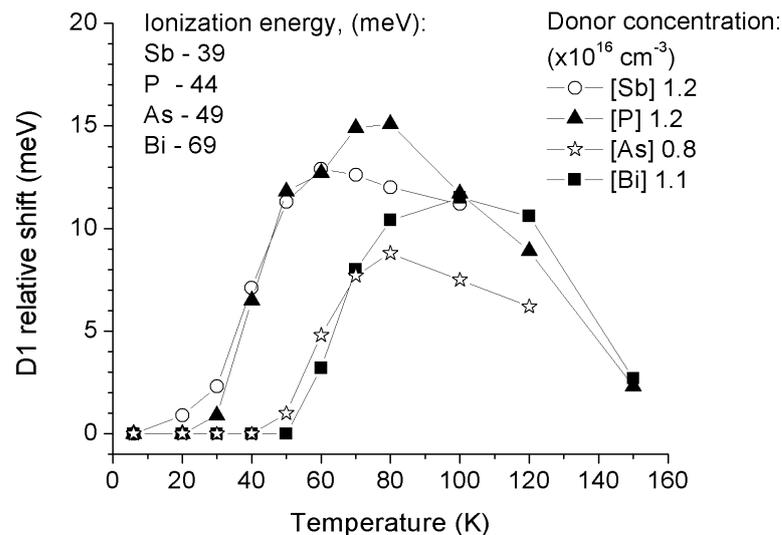
# АНОМАЛЬНОЕ ТЕМПЕРАТУРНОЕ СМЕЩЕНИЕ ПОЛОС ДИСЛОКАЦИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ЛЕГИРОВАННОМ ДОНОРАМИ КРЕМНИИ

Терещенко А.Н.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук,  
г. Черноголовка, Россия, tan@issp.ac.ru

Использование кремния в качестве излучателя в ближней инфракрасной области спектра является одной из нерешенных проблем современной оптоэлектроники. Отчасти это связано с непрямой запрещенной зоной и, соответственно, малым квантовым выходом люминесценции в кремнии. Одним из эффективных решений этой проблемы является использование излучательной рекомбинации на глубоких энергетических состояниях, связанных с такими структурными дефектами в кремнии, как дислокации. Как известно, электрические свойства кремния в значительной степени определяются содержащимися в нем донорными или акцепторными примесями. При этом дислокации, являясь многоуровневыми центрами, могут существенно менять свое состояние в зависимости от заряда, захваченного на дислокацию, что оказывает определенное влияние и на центры дислокационного излучения.

В данной работе рассматриваются результаты исследования особенностей дислокационной люминесценции (ДЛ) в кремнии, содержащем различные концентрации донорных (P, As, Sb, Bi) примесей. Показано, что при повышении температуры образца происходит аномальный сдвиг длинноволновой части ДЛ в высокоэнергетическую сторону при уровне легирования донорами  $\geq 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Обнаружена корреляция начала сдвига с энергией ионизации донора (рис.1). Принимая во внимание этот факт, можно предположить, что электроны, освобожденные с доноров, каким-либо образом меняют энергию оптических переходов. В работе обсуждается возможная причина наблюдаемого сдвига в синюю область полос люминесценции D1/D2, связанная с изменением механизма экранирования дислокации с чисто ридовского на смешанный механизм Рида-Дебая с повышением температуры образца.



**Рисунок 1.** Сравнение температурного сдвига максимума линии D1 в образцах с близким уровнем легирования различными донорными примесями. На рисунке также указана энергия ионизации данных примесей.

# СИЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ АНСАМБЛЯ ФЕРМИОНОВ ХАББАРДА В ТОПОЛОГИЧЕСКОМ ИЗОЛЯТОРЕ $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$

**Вальков В.В., Злотников А.О., Гамов А.**

*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН,  
Красноярск, Россия, zlotn@iph.krasn.ru*

Существование при низких температурах ( $T_N = 24$  К) антиферромагнитного (АФМ) порядка в топологическом изоляторе  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  [1, 2] определило повышенный научный интерес к этому слоистому ван-дер-ваальсовскому материалу, поскольку открылась возможность дополнительного воздействия на топологически защищенные поверхностные состояния.

Магнитное состояние в  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  соответствует АФМ порядку А типа, при котором магнитные моменты ионов  $\text{Mn}^{2+}$  в пределах одного слоя упорядочиваются ферромагнитно, тогда как в соседних плоскостях эти моменты ориентированы антипараллельно. По данным нейтронного рассеяния [3] внутри слоя между ионами марганца реализуется конкурирующее обменное взаимодействие АФМ типа.

Важная особенность магнитных свойств  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  обусловлена сильной анизотропией, когда магнитные моменты ориентированы перпендикулярно слоям. При этом поведение  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  в магнитном поле соответствует поведению изингоподобного антиферромагнетика. В работе [4] было показано, что это может быть связано с одноионной анизотропией ионов Mn, появляющейся только при учете спин-орбитального взаимодействия ближайших ионов Te. Однако, единого описания как анизотропных свойств, так и механизма появления конкурирующих не прямых обменных связей между ионами Mn в  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  нет.

В работе использовался метод эквивалентного гамильтониана (ЭГ) [5], соответствующего тригональной симметрии (группа  $C_{3d}(S_6)$ ), а также переход к атомному представлению. При таком подходе носителями тока являются фермионы Хаббарда, между которыми существует кинематическое взаимодействие. Ферромагнитная связь между магнитными моментами ионов марганца, находящимися в одном слое, обусловлена, в соответствии с теоремой Нагаока, именно этим взаимодействием. Применение диаграммной формы теории возмущений для операторов Хаббарда позволило вычислить коллективный спектр магنونных возбуждений. Установлена взаимосвязь между параметрами ЭГ, константой спин-орбитального взаимодействия и величиной анизотропии. В рамках модели точечных зарядов при учете вкладов от дальних ионов в семислойке Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te проведена оценка параметров ЭГ.

Получены значения поперечной восприимчивости и скоса магнитных подрешеток, соответствующих экспериментальным данным для  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ .

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда #23-22-10021, <https://rscf.ru/project/23-22-10021/> и Красноярского краевого фонда науки.

## Литература

1. Otrokov M.M., Klimovskikh I.I., Bentmann H. et al. // Nature. – 2019. – V. 576. – P. 416-422.
2. Li J., Li Y., Du Sh. et. al. // Sci. Adv. – 2019. – V. 5. – P. eaaw5685.
3. Li B., Yan J.-Q., Pajerowski D.M. et al. // Phys. Rev. Lett. – 2020. – V. 124. – P. 167204.
4. Li Y., Jiang Z., Li J., Xu S., Duan W. // Phys. Rev. B – 2019. V. 100. – P. 134438.
5. Альтшулер С.А., Козырев Б.М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, Наука, М. (1972).

## ДИСЛОКАЦИОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОМ КРЕМНИИ С РАЗЛИЧНЫМИ ОРИЕНТАЦИЯМИ ПОВЕРХНОСТИ

**Зотов А.А.<sup>1,3</sup>, Терещенко А.Н.<sup>1</sup>, Королев Д.С.<sup>2</sup>, Никольская А.А.<sup>2</sup>, Михайлов А.Н.<sup>2</sup>, Белов А.И.<sup>2</sup>, Тетельбаум Д.И.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, г. Черноголовка, Россия, tan@issp.ac.ru

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», г. Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия, aleksandr.zotov.99@mail.ru

Исследованы закономерности влияния ориентации исходной подложки и условий постимплантационного отжига на интенсивность и температурную зависимость интенсивности линии D1 для образцов кремния р-типа и n-типа, имплантированных ионами кремния, с последующим отжигом. Показано, что люминесцентные свойства образцов зависят как от ориентации поверхности, так и от температуры последующего отжига. Образование дислокационной структуры в исследуемых монокристаллах кремния осуществлялось имплантацией ионов Si<sup>+</sup> с энергией 100 кэВ и дозой  $1 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> с последующим термическим отжигом. Была исследована серия образцов кремния р- и n-типа проводимости, отличающихся концентрацией легирующей примеси (бора или фосфора). Монокристаллы Si были выращены по методу Чохральского с ориентацией поверхности (111) и (100). Все образцы серии проходили постимплантационный отжиг при температуре 900°C в смешанной атмосфере (50% O<sub>2</sub> – 50% N<sub>2</sub>). Также была исследована серия образцов с постимплантационным отжигом при температуре 1100°C в различных атмосферах (100% O<sub>2</sub>, а также 100% N<sub>2</sub>).

В результате были получены зависимости люминесцентных свойств образцов от ориентации поверхности, примесного состава, температуры и атмосферы отжига. Исследования были проведены методом фотолюминесценции в температурном интервале 4.2 – 300К.

Обнаружено, что интенсивность свечения линии D1 ДЛ в образцах Si(111) оказывается заметно выше, чем у образцов Si(100), отожженных при тех же условиях. Показано также, что отжиг при температуре 900°C приводит к появлению более интенсивного свечения по сравнению с образцами, отожженными при 1100°C.

Наиболее интересным фактом является то, что для образцов Si (111) при определенных условиях термообработки наблюдается аномальная температурная зависимость интенсивности линии D1 ДЛ. В таких образцах люминесценция сохраняется до температур, близких к комнатной. Это открывает перспективы для возможного практического применения кремниевых светоизлучающих структур с дислокационной люминесценцией в оптоэлектронных устройствах нового поколения.

# МАГНИТОСТРУКТУРНЫЙ ПЕРЕХОД В СЛОИСТОМ КВАЗИОДНОМЕРНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $\text{TiS}_3$ ВБЛИЗИ 50 К

Горлова И. Г.<sup>1</sup>, Покровский В. Я.<sup>1</sup>, Гаврилкин С. Ю.<sup>2</sup>, Цветков А. Ю.<sup>2</sup>,  
Болотина Н. Б.<sup>3</sup>, Иванова А. Г.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия, gorl@cplire.ru*

<sup>2</sup> *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия, gavrs@lebedev.ru*

<sup>3</sup> *Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, г. Москва, Россия, nb\_bolotina@mail.ru*

Слоистый квазиодномерный полупроводник  $\text{TiS}_3$ , один из новых перспективных материалов для наноэлектроники, характеризуется сильно анизотропными электронными и оптическими свойствами, возможностью перестройки электронного спектра за счёт эффекта поля и нелинейной проводимостью. Нелинейная проводимость резко возрастает ниже температуры  $T_0 \sim 50$  К. Кроме того, вблизи  $T_0$  наблюдаются максимумы эффекта Холла, эффекта поля, фотопроводимости и производной проводимости, а также смена знака магнетосопротивления [1,2]. Эти аномалии указывают на фазовый переход вблизи 50 К, и их можно объяснить образованием электронного или магнитного упорядочения. Однако природа низкотемпературного состояния пока не установлена и сам переход не является доказанным фактом.

В докладе будут представлены результаты измерений параметров кристаллической решетки монокристаллических вискеров  $\text{TiS}_3$  в диапазоне температур  $25 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$  и намагничённости  $M$  в магнитных полях  $H$  до 9 Т при  $4 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$ , которые показывают, что вблизи 50 К меняются структурные и магнитные свойства этого соединения.

Хотя при комнатной температуре  $\text{TiS}_3$  является диамагнетиком, намагничённость растет с понижением температуры как  $T^{-1}$ , что характерно для парамагнетиков. В области  $T_0$  на кривой  $M(T)$  наблюдается особенность с петлей гистерезиса шириной  $\sim 20$  К. Вид особенности зависит от направления и скорости развёртки  $T$ , при скорости  $\lesssim 0.25$  К/мин кривые становятся зигзагообразными. На зависимостях  $M(H)$  наблюдается полевой гистерезис, величина которого максимальна при 45–50 К. Результаты свидетельствуют о появлении долгоживущих метастабильных магнитных состояний в области  $T_0$  и возможное магнитное упорядочение ниже  $T_0$ . Рентгеноструктурные исследования параметров элементарной ячейки показали, что при охлаждении угол моноклинности растет, достигает максимума при 50 К, а при дальнейшем понижении  $T$  уменьшается.

Одновременное изменение магнитных и структурных свойств может быть связано с магнитоструктурным переходом вблизи 50 К. Такие фазовые переходы происходят, например, в  $\text{MnAs}$  и в сплавах Гейслера. Похожие зигзагообразные гистерезисные зависимости  $M(T)$  наблюдались в  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{36}\text{In}_{14}$  в области температуры структурного перехода из кубической в тетрагональную фазу, при котором изменяется магнитное состояние сплава [3].

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект 22-12-00319.

## Литература

1. M. D. Randle, A. Lipatov, I. Mansaray et al. // *Appl. Phys. Lett.* (2021) **118**, 210502–210514.
2. I.G. Gorlova, S.A. Nikonov, S.G. Zybtssev et al. // *Appl. Phys. Lett.* (2022) **120**, 153102–153107.
3. B. Hernando et al. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (2009) **321**, 763–768.

## РАСЧЕТ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В УСТАНОВКЕ ПО НАКОПЛЕНИЮ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

**Ефимов В.Б.**

*Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия,  
victor\_efimov@yahoo.co.uk*

Проблема накопления ультра-холодных нейтронов (УХН) является одной из фундаментальных задач нейтронной физики. Возможность увеличения плотности УХН с тепловой энергией  $\sim$  мК в экспериментальном объеме позволит проводить измерения по поиску электрического дипольного момента нейтрона. Другой возможный экспериментальный результат такого подхода — это измерение с высокой точностью времени жизни нейтрона [1].

Разрабатываемые в настоящее время источники УХН имеют несколько ступеней тепловой защиты рабочей камеры и термализации нейтронов. В рассматриваемой схеме вводится еще один этап охлаждения нейтронов — последовательная термализация нейтронов в сверхтекучем гелии-4. При этом холодные нейтроны проникают через стенку камеры с гелием и выходят из нее, а ультра-холодные отражаются, поэтому возможен эффект накопления УХН до плотности, определяемой временем хранения в ловушке. Время хранения УХН определяется несколькими процессами: временем жизни нейтрона, процессом взаимодействия со нейтрона от стенок и временем взаимодействия УХН с возбуждениями в сверхтекучем гелии, которое сильно зависит от температуры сверхтекучего гелия. Снижение температуры с 1.15 К до 0.8 К увеличивает время взаимодействия с ротонами на порядок и дает оценку для времени жизни УХН в гелии  $t_{\text{He}} \approx 600$  сек.

Достижение поставленной температурной задачи возможно с использованием откачки  $^3\text{He}$ , но технически камеры термализующего  $^4\text{He}$  и откачки  $^3\text{He}$  разнесены на расстояние в несколько метров, что при тепловых потоках к сверхтекучему гелию после всех систем тепловой защиты минимально в  $\approx 20$  Вт может представлять сложную теплофизическую проблему. Перенос тепла в сверхтекучем гелии может проходить по трем механизмам: баллистический перенос тепла фононами, но в интересующем нас температурном диапазоне пробеги фононов существенно меньше размеров теплопровода (для тестовых экспериментов  $D \approx 1$  мм) и противоток нормальной и сверхтекучей компонент. В зависимости от скорости этого противотока такое течение может быть ламинарным или турбулентным и так как плотности теплового потока в реальной установке будут больше  $50$  мВт/см<sup>2</sup>, то это характерно для турбулентного развития вихревой системы [2]. В работе мы оценили вклад различных механизмов в перенос тепла в зависимости от размеров системы. Оценки показывают, что при модельных экспериментах с диаметром теплопровода со сверхтекучим гелием в 1 мм вклад ламинарного течения в общий результат градиента температуры будет на порядок меньше турбулентного сопротивления (1 мК/м для 1.0 К и 35 мК/м для 0.8 К и для трубки в 2 мм в 4 раза меньше), что нужно рассматривать при проведении тестовых экспериментов как экспериментальную ошибку и учитывать при масштабировании результатов измерения к размерам реальной установки.

### **Литература**

1. Серебров А.П. // Вест. Российской академии наук. – 2009 – Т. 79. – С. 23-35.
2. Ефимов В.Б. // УФН. – 2023 – Т. 193. – № 1. – 63.

## АНОМАЛЬНАЯ ЗНАКОПЕРЕМЕННАЯ ДЕВИАЦИЯ КРИТИЧЕСКОГО СВЕРХТОКА ГРЯЗНОГО SIS-КОНТАКТА

Кирпиченков В. Я., Кирпиченкова Н. В., Лозин О.И., Малый А.А.

Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) имени М.И. Платова, 346428, Новочеркасск, Россия, E-mail: [wkirpich@rambler.ru](mailto:wkirpich@rambler.ru)

Получена формула для критического значения сверхтока (джозефсоновского тока)  $J_c(\Delta, T, c, \delta)$  «грязного» (малые концентрации одинаковых немагнитных примесей в  $I$ -слое) SIS-контакта ( $S$  – сверхпроводник,  $I$  – неупорядоченный изолятор), где  $\Delta(T)$  – сверхпроводящая щель в одинаковых  $S$ -берегах контакта при температуре  $T$ ,  $c \ll 1$  – безразмерная концентрация примесей в  $I$ -слое – модель слабого структурного (горизонтального, недиагонального) беспорядка Лифшица [1],  $\delta = (\varepsilon_0 - \mu)$  – девиация актуального для данной задачи однопримесного энергетического уровня  $\varepsilon_0$  (на одинаковых примесях в  $I$ -слое) относительно уровня  $\mu$  электронного химпотенциала контакта.

В рамках модели Лифшица показано, что наличие случайных узкозонных квантовых закороток [2, 3] в неупорядоченном  $I$ -слое приводит в некоторой ограниченной области параметров контакта к аномально сильной знакопеременной девиации критического сверхтока грязного SIS-контакта относительно критического сверхтока этого же контакта, вычисляемой по формуле существующей теории [4].

На численном примере продемонстрировано, что относительная девиация  $J_c$  грязного SIS-контакта может достигать нескольких порядков, что обеспечивает возможность экспериментального проявления этого эффекта. Обсуждены условия устойчивости результатов, полученных в рамках модели «горизонтального» (недиагонального) беспорядка Лифшица для неупорядоченного  $I$ -слоя, по отношению к случайным «вертикальным» (диагональным) – Андерсоновским [5] флуктуациям энергии примесного уровня  $\varepsilon_0$  в неупорядоченном  $I$ -слое. Предложена принципиальная схема эксперимента.

### Литература

1. Лифшиц И.М., Гредескул С.А., Пастур Л.А. Введение в теорию неупорядоченных систем // М.: Наука, 1982. – 360 с.
2. Лифшиц И.М., Кирпиченков В.Я. // ЖЭТФ. – 1979. – Т.77. – С. 989 – 1016.
3. Кирпиченков В.Я., Кирпиченкова Н.В., Лозин О.И., Пухлова А.А. // Письма в ЖЭТФ. – 2017. – Т. 105. – № 9. – С. 577 – 580.
4. Левитов Л.С., Шитов А.В. Функции Грина. Задачи с решениями // М.: Физматлит, 2002. – 392 с.
5. Anderson P.W. // Phys. Rev. – 1958. – V.109. – P. 1492.

## ПРИМЕНЕНИЕ ВТСП ДЛЯ БЕСКОНТАКТНОГО УСКОРЕНИЯ КРИОГЕННЫХ ТОПЛИВНЫХ МИШЕНЕЙ В СИСТЕМАХ ТИПА МАГЛЕВ

Корешева Е.Р., Александрова И.В., Акунец А.А., Агапов М.Н., Гаврилкин С.Ю., Зворыкин В.Д., Иваненко О.М., Кошелев Е.Л., Мицен К.В., Никитенко А.И., Тимашева Т.П., Цветков А.Ю.

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Российская Федерация, koreshevaer@lebedev.ru

Одно из ключевых направлений в области исследований по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС) связано с созданием криогенного ускорителя ( $T \sim 17$  К) для системы частотной доставки криогенных топливных мишеней (КТМ) в фокус мощной лазерной установки или будущего реактора ЛТС. В Физическом институте им. П.Н. Лебедева (ФИАН) предложен инновационный подход, основанный на бесконтактном ускорении левитирующего носителя КТМ, изготовленного из высокотемпературных сверхпроводников II рода (ВТСП) [1–5]. В докладе обсуждаются перспективы создания кольцевой и линейной магнитных систем для ускорения левитирующих ВТСП-носителей КТМ до заданных скоростей инжекции 200–400 м/с.

С этой целью проведены следующие исследования:

1. Исследована температурная зависимость магнитного момента ленточных ВТСП (производства ООО СуперОкс) в диапазоне  $\Delta T = 10\text{--}92$  К.
2. Осуществлены эксперименты по ускорению ВТСП-носителей при  $T \approx 80$  К в градиентном магнитном поле линейной магнитной системы. Продемонстрировано ускорение ВТСП-носителя до 1 м/с на длине разгона 20 см при использовании одной пары согласованно работающих импульсных соленоидов.
3. Осуществлены эксперименты по ускорению ВТСП-носителей при  $T \approx 80$  К в магнитных системах кольцевого типа. Ускорение ВТСП-носителя осуществлялось за счет изменения угла наклона плоскости магнитного трека от 0 до  $3^0$  с частотой 1 Гц. Продемонстрировано ускорение ВТСП-носителя до скорости «срыва»  $\sim 1.5$  м/с.
4. Выполнены расчеты скорости «срыва» ВТСП-носителей с круговой траектории в кольцевой магнитной системе. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментами, проведенными при  $T \approx 80$  К, что позволяет оценить параметры кольцевого магнитного ускорителя для рабочей температуры инжектора КТМ ( $T \sim 17$  К).

Проведенные исследования показали, что предлагаемый метод перспективен для создания систем бесконтактной доставки КТМ и последующей инжекции КТМ в центр камеры реактора ЛТС с требуемой скоростью. Представлены результаты планирования новой серии экспериментов: ускорение ВТСП-носителя с последующей инжекцией суррогатной мишени в камеру KrF лазера ГАРПУН (ФИАН).

### Литература

1. Aleksandrova I.V., Koresheva E.R. // HPLSE – 2017 – Т. 5 – № 2. С. – e11 (1-24).
2. Aleksandrova I.V., Koresheva E.R., Koshelev E.L. // Nucl. Fusion – 2021 – Т. 61. С. – 126009 (1-7).
3. Aleksandrova I.V., Koresheva E.R., Koshelev E.L. // HPLSE – 2022 – Т. 10. С. – e11 (1-15).
4. Александрова И.В., Акунец А.А., Гаврилкин С.Ю., Зворыкин В.Д., Иваненко О.М., Корешева Е.Р., Кошелев Е.Л., Мицен К.В., Никитенко А.И., Тимашева Т.П., Цветков А.Ю. // Квантовая Электроника – 2023 – Т. 53 – №1. С. – 34-42.
5. Aleksandrova I.V., Akunets A.A., Agapov M.N., Koresheva E.R. // Bull. Lebedev Phys. Inst. – 2023 – Т. 50 – № 8. С. – 332-336

## МАГНИТНЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БЕСКОНТАКТНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МУФТ.

**Осипов М.А., Мартиросян И.В., Стариковский А.С., Покровский С.В.**

*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия,  
maosipov1@mephi.ru*

В настоящее время высокотемпературные сверхпроводящие (ВТСП) кинетические накопители энергии (КНЭ) всё чаще находят применение в областях аэрокосмической промышленности, транспорта, экологически чистого производства и хранения электроэнергии [1]. Принцип работы такого устройства основан на преобразовании механической энергии массивного маховика в электрическую энергию и обратно. Однако для функционирования такого устройства необходимо наличие бесконтактной электромагнитной муфты, связывающей маховик и двигатель/генератор. Муфты на постоянных магнитах [2] позволяют достигать высоких сил сцепления, но требуют механического разведения частей муфты для размыкания в режиме сохранения энергии, нестабильны и не обладают демпфирующими свойствами. Альтернативой могут быть муфты на основе сверхпроводников. Поскольку концепция кинетического ВТСП накопителя энергии заведомо предполагает наличие криогенной системы охлаждения, интеграция сверхпроводящей магнитной муфты в состав устройства не требует существенных конструктивных изменений.

В данном докладе представлены новые результаты численных расчетов магнитосиловых характеристик сборок из ВТСП лент для геометрий, характерных для элементов кинетических накопителей энергии, рассмотрены магнитные и механические характеристики магнитной муфты на основе ленточных ВТСП композитов. Рассмотрены различные конструкции магнитной муфты, выступающей в роли передаточного механизма для кинетического ВТСП накопителя энергии. Проведено сравнение силовых и механических характеристик магнитных муфт на основе постоянных магнитов и магнитных муфт на основе композитных ВТСП лент. Рассмотрены как радиальные, так и аксиальные конфигурации магнитных приводов. Численное моделирование выполнялось методом конечных элементов в среде инженерного моделирования Comsol Multiphysics с использованием смешанной А-Т-Н формулировки. Была проведена верификация численных моделей путем сравнения результатов численного моделирования с экспериментальными данными по измерению силы магнитосилового взаимодействия между магнитными элементами конструкции каждой муфты.

Разработанная модель была использована для оптимизации сверхпроводящей муфты и расчета её характеристик. Результаты моделирования свидетельствуют о том, что ВТСП муфты могут иметь нагрузочные характеристики, схожие с традиционными устройствами на основе постоянных магнитов, но значительно превосходить их по демпфирующей способности.

Работа выполнена в рамках Госзадания (проект FSWU-2022-0013) при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ

### Литература

1. Amiryar M. E., Pullen K. R. // Applied Sciences. – 2017. – Т. 7. – №. 3. – С. 286.
2. Cong M., Liu K. // Recent patents on engineering. – 2010. – Т. 4. – № 2. – С. 7-14.

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $Ba_2CoNbO_6$

Попов Д. В.<sup>1</sup>, Яцык И.В.<sup>1</sup>, Фазлижанова Д.И.<sup>2</sup>, Батулин Р.Г.<sup>3</sup>, Еремина Р. М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>КФТИ ОСП ФИЦ КазНЦ РАН, Казань, Россия, [kazan-city.dvpopoff@yandex.ru](mailto:kazan-city.dvpopoff@yandex.ru);

[i.yatzyk@gmail.com](mailto:i.yatzyk@gmail.com); [REremina@yandex.ru](mailto:REremina@yandex.ru)

<sup>2</sup>Сколтех, Москва, Россия, [dina.fazlik@gmail.com](mailto:dina.fazlik@gmail.com)

<sup>3</sup>К(П)ФУ, Казань, Россия, [tokamak@yandex.ru](mailto:tokamak@yandex.ru)

Перовскиты – это оксиды с формулой  $ABO_3$ . Двойные перовскиты - это разновидность перовскитов, состоящих из двух вышеупомянутых формул одновременно. Их основное отличие от одиночных перовскитов – это упорядочение в расположении ионов В, которые могут образовывать плоскости или цепочки.

Двойной перовскит  $Ba_2CoNbO_6$  был исследован теоретически с использованием теории функционала плотности и экспериментально методами рентген флуоресцентного анализа, намагниченности на переменном и постоянном токе, теплоемкости и ЭПР. Температурные зависимости магнитной восприимчивости, полученные на переменном токе, демонстрируют максимум, как в реальной, так и мнимой части магнитной восприимчивости при  $T_N = 30K$ , положение которого меняется с частотой. Фазовый переход при данной температуре происходит из парамагнитного в ферромагнитное упорядоченное состояние, согласно оценке, проведенной по параметру Мидоши. Проведены измерения спектров ЭПР в температурном диапазоне от 4.2K до 300K. Вид спектров представлен на рисунке 1а. Полученные при аппроксимации формы линии ЭПР температурные зависимости ширины, интенсивности и g- фактора линии ЭПР приведены на рисунке 1б. Измерения ЭПР показывают наличие двух температурных режимов для ионов Co, находящихся в разных спиновых состояниях. Температура Кюри равна нулю при аппроксимации обратной интегральной интенсивности в диапазоне ниже 100K. Проводя расчеты по теории функционала плотности, используя приближение  $ACBN0$ , реализованное в пакете Quantum Espresso, было получено, что ионы кобальта в  $Ba_2CoNbO_6$  находятся в низко спиновом состоянии  $S=0$  при равномерном распределении ионов кобальта и ниобия, и  $S=1$  для ионов кобальта, когда Co и Nb занимают соседние плоскости.

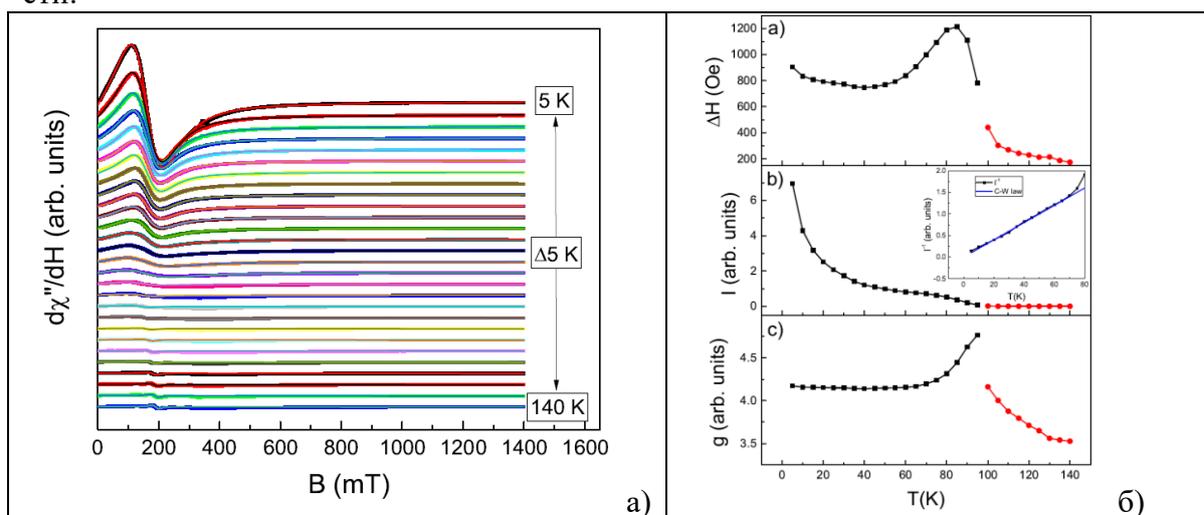


Рисунок 1. Температурные зависимости а) спектров ЭПР, б) и их параметров в  $Ba_2CoNbO_6$

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-42-02014).

# ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ ТУННЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ СВЕРХПРОВОДНИК — ИЗОЛЯТОР — НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ

Эдельман В. С.<sup>1</sup>, Тарасов М. А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФП им. П. Л. Капицы РАН, Москва, РФ, [vsedelman@yandex.ru](mailto:vsedelman@yandex.ru)

<sup>2</sup>ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, РФ, [tarasov@hitech.cplire.ru](mailto:tarasov@hitech.cplire.ru)

Проанализированы результаты экспериментов по влиянию магнитного поля на проводимость туннельных структур сверхпроводник — изолятор — нормальный металл при температурах, много меньших критической температуры сверхпроводника  $T_c$ , и при малых напряжениях, при которых одноэлектронный ток  $I_{single}$  сравним или меньше подщелевого андреевского тока  $I_A = I_n + I_s$ . Эти две компоненты андреевского тока связаны с диффузионным движением коррелированных пар электронных возбуждений в нормальном и соответственно сверхпроводящем слоях структуры. При ориентации поля перпендикулярной к структуре с латеральными размерами больше глубины проникновения прослежен переход от неоднородного распределения поля к вихревой структуре. При ориентациях поля как в плоскости структуры, так и перпендикулярно к ней, одноэлектронный ток растет из-за влияния поля на сверхпроводящую щель  $\Delta_c$ . Проводимость, обязанная андреевскому току  $I_n = k_n \tanh(eV/2kT_{eff})$ , уменьшается из-за роста эффективной температуры  $T_{eff}$ . Уменьшение вклада  $I_s$  связано с уменьшением щели. Нам не известно работ, в которых рассматривается влияние магнитного поля на эту составляющую туннельного тока. Показано, что при малых напряжениях так называемый ток Дайнса, обязанный мнимой добавке к энергии щели из-за влияния дефектов в сверхпроводнике, не дает вклада в проводимость туннельной структуры.

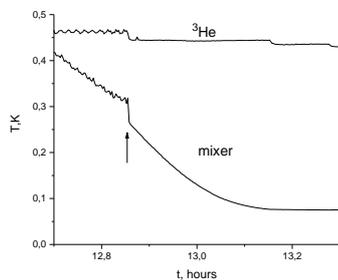
## «СУХОЙ» МИКРОКРИОСТАТ РАСТВОРЕНИЯ НА БАЗЕ РЕФРИЖЕРАТОРА ГИФФОРДА-МАК МАГОНА

Эдельман В. С.

ИФП им. П. Л. Капицы РАН, Москва, РФ, [vsedelman@yandex.ru](mailto:vsedelman@yandex.ru)

Разработан и изготовлен микрокриостат растворения с охлаждением двух ступенчатым рефрижератором Гиффорда-Мак Магона KDE412S2 CRYOCOOLER (Китай). Этот рефрижератор имеет производительность второй ступени 1.35Вт при 4.2К. Предельная температура ~3К. Его недостаток — высокий уровень вибраций, что затрудняет не только проведение чувствительных измерений, но и достижение стабильной низкой температуры на уровне ниже 0.1К, рисунок. Поэтому узлы микрокриостата растворения установлены на ванне с балластным объемом ~0.6л, теплоизолированной от второй ступени, в которой накапливался жидкий гелий, конденсирующийся из газа при контакте со второй ступенью при активной фазе работы рефрижератора.

В микрокриостате циркуляция  $^3\text{He}$  по заполненному смесью  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  контуру (миксер-теплообменник-испаритель-конденсатор-теплообменник-миксер) достигается благодаря конденсации паров смеси на стенках конденсатора, охлаждаемого ванной  $^3\text{He}$ , которая откачивается сорбционным насосом, и стеканию конденсата в миксер под действием силы тяжести [1,2]. Объем ванны  $^3\text{He}$  ~7см<sup>3</sup>. При циркуляции 3-5мкмоль/с этого количества достаточно для нескольких часов работы при температуре ниже 0.1К. На это время работа рефрижератора останавливается и низкая температура, обеспечивающая работу сорбера, поддерживается за счет запаса жидкого гелия в балластном объеме.



Стрелка — момент выключения рефрижератора.

### Литература

1. В. С. Эдельман, ПТЭ, 2009, №2, с. 159-165
2. А. И. Смирнов, Т. А. Солдатов, В. С. Эдельман, ПТЭ, 2022, №4, с. 121-142

## УВЕЛИЧЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ВТСП КОМПОЗИТОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МАГНИТНЫМИ ИОНАМИ

Абин Д. А.<sup>1</sup>, Стариковский А. С.<sup>1</sup>, Мартиросян И.В.<sup>1,2</sup>, Руднев И.А.<sup>1,2</sup>, Батулин Р. Г.<sup>2</sup>, Федин П. А.<sup>3</sup>, Прянишников К. Е.<sup>3</sup>, Кулевой Т. В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия,

<sup>2</sup>Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия

Современные высокотемпературные сверхпроводящие ленточные композиты имеют достаточно сложную композитную структуру, которая состоит из подложки на основе сплава Хастеллой толщиной от 25 до 60 мкм, нескольких тонких буферных оксидных слоев и непосредственно слоя высокотемпературного сверхпроводящего материала (ВТСП)  $REBa_2Cu_3O_{7-x}$  (RE – редкоземельный элемент, например, Y или Gd) толщиной около 2 мкм. Вся структура промышленного сверхпроводящего ленточного композита закрыта защитными слоями из серебра и меди. Такие сверхпроводящие материалы демонстрируют огромные плотности критического тока (несколько единиц МА на кв. см сечения) даже при температуре кипения жидкого азота. Вместе с тем для многих практических применений проблема увеличения критического тока ВТСП лент как в нулевом поле, так и в магнитных полях и различных температурах остается актуальной и требующей решения.

Хорошо известно, что увеличение критического тока достигается за счет создания в ВТСП материале искусственных центров пиннинга магнитного потока, в роли которых выступают структурные дефекты. Для этого применяются различные методы от формирования дефектов на этапе синтеза до радиационных воздействий, приводящих к появлению радиационных дефектов различного типа. Вместе с тем, пиннинг можно усилить, добавив к структурным дефектам магнитные, которые за счет дополнительного магнитного взаимодействия обеспечивают большие значения силы пиннинга. В настоящем докладе мы приводим подробные данные по влиянию облучения магнитными ионами  $Co^{2+}$  и  $Fe^+$  на намагниченность и критический ток ВТСП композитов. Облучение образцов проводилось несколькими флюенсами для различных режимов создания дефектов при которых последовательно имплантация ионов отсутствовала, а затем концентрация магнитных ионов в ВТСП слое повышалась вплоть до режима полной остановки ионов в сверхпроводящей матрице (брэгговский пик находился в середине ВТСП слоя). Различные режимы имплантации были реализованы за счет вариации толщин слоя Ag, что приводило к различным проективным пробегам ионов, которые были предварительно рассчитаны с помощью пакета SRIM. Было показано, что при определенных условиях облучения и режимов имплантации магнитных ионов  $Co^{2+}$  наблюдается повышение намагниченности и критического тока как в нулевом поле, так и в полях до 8 Тл. В докладе будут проанализированы полученные результаты, предложена физическая модель, объясняющая экспериментальные данные.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00394, <https://rscf.ru/project/23-19-00394/>

## ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ СИСТЕМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Александров Д. А.<sup>1</sup>, Мартиросян И. В.<sup>1</sup>, Покровский С.В., Руднев И.А.

<sup>1</sup>Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ», Москва, Россия, *dimax.2001@mail.ru*

В настоящее время применение численных методов является наиболее релевантным подходом к моделированию сложных устройств, в конструкции которых используются высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП). Наиболее распространенным методом описания электродинамического поведения ВТСП в области прикладной сверхпроводимости является решение нестационарных уравнений Максвелла методом конечных элементов. Для конечно-элементного моделирования разработаны и апробированы различные формулировки уравнений Максвелла, наиболее перспективными из которых являются Н-формализм [1], А-формализм [2], А- $\mathbf{J}$  – формализм [3] и А-Т-Н – формализм [4]. В настоящей работе проведено сравнение эффективности и результативности указанных четырех формулировок для моделирования широкого спектра сверхпроводниковых устройств, в частности, ВТСП генераторов, а также индуктивного и кинетического ВТСП накопителей энергии.

Верификация результатов вычислений проведена путем сравнения результатов моделирования с экспериментальными данными, полученными с использованием методов сканирующей холловской магнитометрии для простой сверхпроводниковой системы с базовым набором воздействующих факторов, характерных для элементов рассматриваемых устройств, а именно: воздействие внешнего однородного и градиентного магнитного поля, воздействие транспортного (в т.ч. импульсного) электрического тока, наличие подвижных элементов в системе. Исследованы зависимости относительной и средней ошибки вычислений от числа сверхпроводящих лент в стопке в случае их намагничивания внешним магнитным полем, а также при пропускании через образцы транспортного тока в отсутствие и в присутствии внешнего магнитного поля. Проведена оценка быстродействия формулировок. Получены поверхности средней ошибки вычислений для множества комбинаций количества ВТСП лент в стопке (от 1 до 50) и амплитуд плотностей транспортных токов (от 0 до 0.9 от величины критического тока ВТСП лент) в присутствии и отсутствии внешнего магнитного поля. Даны научно-обоснованные рекомендации по применению указанных формулировок для численного моделирования различных ВТСП устройств.

Работа выполнена в рамках Госзадания (проект FSWU-2022-0013) при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ

### Литература

1. Shen B., Grilli F., Coombs T. Overview of H-formulation: A versatile tool for modeling electromagnetics in high-temperature superconductor applications //IEEE access. – 2020. – Т. 8. – С. 100403-100414.
2. Sass F. et al. Superconducting magnetic bearings with bulks and 2G HTS stacks: Comparison between simulations using H and AV formulations with measurements //Superconductor Science and Technology. – 2018. – Т. 31. – №. 2. – С. 025006.
3. Wang S., Yong H., Zhou Y. Numerical calculations of high temperature superconductors with the JA formulation //Superconductor Science and Technology. – 2023. – Т. 36. – №. 11. – С. 115020.
4. Berrospe-Juarez E. et al. Real-time simulation of large-scale HTS systems: Multi-scale and homogeneous models using the T–A formulation //Superconductor Science and Technology. – 2019. – Т. 32. – №. 6. – С. 065003.

# OPEN ORBITS AND TRANSPORT ANISOTROPY IN METALLIC LaB<sub>6</sub>

Anisimov M.<sup>1,2</sup>, Voronov V.<sup>1</sup>, Samarin N.<sup>1</sup>, Bogach A.<sup>1</sup>, Krasnorussky V.<sup>2</sup>,  
Glushkov V.<sup>1</sup>, Demishev S.<sup>1,2,3</sup>, Shitsevalova N.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia,  
E-mail: anisimov.m.a@gmail.com

<sup>2</sup>Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of RAS, Troitsk, Russia

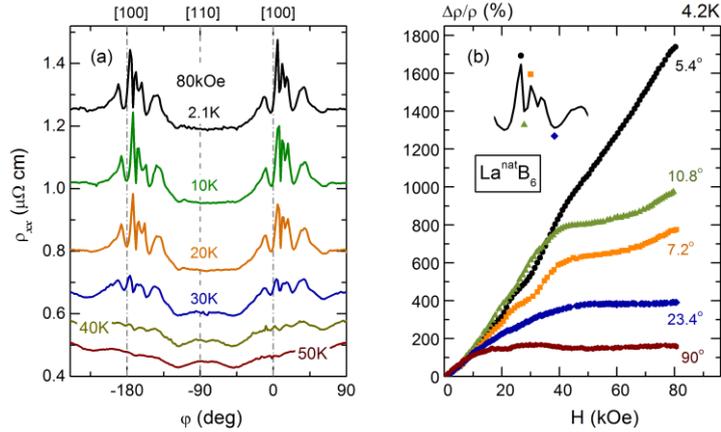
<sup>3</sup>National Research University 'Higher School of Economics', Moscow, Russia

<sup>4</sup>Frantsevich Institute for Problems of Materials Science NASU, Kyiv, Ukraine

Nonmagnetic LaB<sub>6</sub> is the metal with extremely low work function ( $\phi \approx 2.66$  eV), finding diverse applications in electronic devices as the most commonly used material for contact electrodes, electronic emitters, etc. At the same time LaB<sub>6</sub> exhibits interesting physical properties in the basic aspect [1]. Recently a discussion about structural instability accompanied by possible formation of dynamic charge stripes in metallic members of RB<sub>12</sub> and RB<sub>6</sub> frame-clustered systems has been renewed in literature.

Here we present a detailed study of galvanomagnetic properties (electrical resistivity, transverse magnetoresistance) in high quality single crystals La(<sup>10</sup>B<sub>x</sub>, <sup>11</sup>B<sub>1-x</sub>)<sub>6</sub> with various boron isotopes ( $x = 0, 0.188, 0.25, 0.5, 0.75, 1$ ). The measurements have been performed in experimental geometry  $\mathbf{I} \parallel [110]$ ,  $\mathbf{H} \parallel [100]$  at temperatures 2 – 300 K in magnetic fields up to 82 kOe.

Interesting effect (Fig.1) was observed for La<sup>nat</sup>B<sub>6</sub> sample with the lowest among other members of La(<sup>10</sup>B<sub>x</sub>, <sup>11</sup>B<sub>1-x</sub>)<sub>6</sub> family residual resistivity  $\rho_0 \approx 1.7 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}$ . In particular, (i) special singular points (SP) which are reproduced with the displacement at 180° were registered on angular dependences of transverse magnetoresistance (TMR) in fields above 20 kOe. The region of existence of SP ( $T < 40$  K) corresponds to the closure of phonon channel of scattering with the transition to residual scattering regime. (ii) SP appear in narrow interval of angles  $\Delta\phi \approx -1.8^\circ \div -23.4^\circ$  near the direction  $\mathbf{H} \parallel [100]$  (Fig.1a). The effects (i)-(ii) may be related with the features of Fermi surface topology and especially with open orbits, which are expected for LaB<sub>6</sub> [2]. This approach is confirmed by analyzing field dependences of positive TMR  $\Delta\rho/\rho = f(H)$  obtained at fixed position of the sample (Fig.1b). (iii) The change of the topology of electron trajectory from closed to open orbits leads to significant evolution of both the shape and the amplitude of TMR (almost at 10 times) from saturating behavior for the first case to unsaturated enhancement for the last one, similar to the results published in classical work [3].



## References

1. Anisimov M., Samarin N., Bogach A., Azarevich A., Demishev S., Glushkov V., Shitsevalova N., Voronov V. // Sol. St. Sci. – 2020. – V. 103. – P. 106181.
2. Onuki Y., Umezawa A., Kwok W. K., Crabtree G. W., Nishihara M., Yamazaki T., Omi T., Komatsubara T. // Phys. Rev. B. – 1989. – V. 40. – P. 11195-11207.
3. Alekseevskii N. E., Gaidukov Yu. P. // Sov. Phys. JETP – 1960. – V. 37. – P. 481-484.

# TRANSPORT PROPERTIES AND KOHLER'S RULE IN $R_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ SOLID SOLUTIONS WITH $x \leq 0.03$ : DO CHARGE STRIPES REALLY EXIST IN METALLIC DODECABORIDES?

Anisimov M.<sup>1,2</sup>, Samarin N.<sup>1</sup>, Krasnorussky V.<sup>2</sup>, Azarevich A.<sup>1</sup>, Bogach A.<sup>1</sup>,  
Glushkov V.<sup>1</sup>, Demishev S.<sup>1,2,3</sup>, Voronov V.<sup>1</sup>, Shitsevalova N.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia,*  
E-mail: anisimov.m.a@gmail.com

<sup>2</sup>*Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of RAS, Troitsk, Russia*

<sup>3</sup>*National Research University 'Higher School of Economics', Moscow, Russia*

<sup>4</sup>*Frantsevich Institute for Problems of Materials Science NASU, Kyiv, Ukraine*

Nonmagnetic  $\text{LuB}_{12}$  with completely filled  $4f$  shell is a metal with small enough Sommerfeld coefficient  $\gamma \approx 3.3 - 4.1 \text{ mJ}/(\text{mol} \cdot \text{K}^2)$  and one conduction electron per formula unit.  $\text{LuB}_{12}$  becomes superconducting at  $T_c \sim 0.4\text{K}$  [1].  $\text{LuB}_{12}$  is also known to exhibit considerable transport anisotropy [2, 3], which was explained in literature by different mechanisms including possible formation of dynamic charge stripes directed along [110] below the point  $\sim 150 \text{ K}$  [3]. Here we study transport properties of solid solutions based on  $\text{LuB}_{12}$  host compound with general formula  $R_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$  ( $R$ -Dy, Er, Tm, Yb, Lu) and with  $x \leq 0.03$ . The experiment has been performed on single crystals of high quality in the temperature range  $1.8 - 300 \text{ K}$  in magnetic fields up to  $82 \text{ kOe}$ . The application of several models to the analysis of zero-field resistivity is discussed. A phenomenological description of large positive quadratic component of magnetoresistance  $\Delta\rho/\rho(H) = \mu_D^2 H^2$ , which dominates for all  $R_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$  compounds under investigation, allows to estimate drift mobility exponential changes  $\mu_D \sim T^{-\alpha}$  with the index  $\alpha \approx 0.95 - 1.46$ .

In order to check the existence of additional channel of scattering, caused by probable presence of dynamic charge stripes, we performed the study of the anisotropy of magnetoresistance in  $\text{Dy}_{0.01}\text{Lu}_{0.99}\text{B}_{12}$  and  $\text{Tm}_{0.03}\text{Lu}_{0.97}\text{B}_{12}$  including the measurements of the field scans along three principal crystallographic directions  $\mathbf{H} \parallel [100]$ ,  $\mathbf{H} \parallel [110]$  and  $\mathbf{H} \parallel [111]$  of a cubic structure (only two orientations  $\mathbf{H} \parallel [100]$ ,  $\mathbf{H} \parallel [110]$  for the last compound). The data obtained allow us to confirm the fulfillment of semi-empirical Kohler's rule in a wide interval of temperatures  $30 - 240 \text{ K}$  ( $T \geq 60 \text{ K}$  only for  $\mathbf{H} \parallel [111]$ ) regardless of the orientation of magnetic field. This result was attributed as a proof of the absence of additional channel of scattering caused by stripes. We argue, that charge-transport anisotropy is originated in  $R_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$  due to the anisotropy of electron-phonon scattering on the one hand and the effects of Fermi surface topology (at low temperatures) on the other.

## References

1. Bat'ko I., Bat'kova M., Flachbart K., Filipov V., Paderno Yu., Shitsevalova N., Wagner Th. // *J. Alloys Compd.* – 1995. – V. 217. – P. L1-L3.
2. Heinecke M., Winzer K., Noffke J., Kranefeld H., Grieb H., Flachbart K., Paderno Yu. B. // *Z. Phys. B: Condens. Mat.* – 1995. – V. 98. – P. 231-237.
3. Sluchanko N., Azarevich A., Bogach A., Demishev S., Krasikov K., Voronov V., Filipov V., Shitsevalova N., Glushkov V. // *Phys. Rev. B.* – 2021. – V. 103. – P. 035117.

# НЕРАВНОВЕСНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ДВУСВЯЗНОЙ ТУННЕЛЬНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ – ИЗОЛЯТОР – СВЕРХПРОВОДНИК

Арутюнов К. Ю.<sup>1,2</sup>, Гурский А. С.<sup>1</sup>, Позднякова Е. Ф.<sup>1</sup>, Седов Е. А.<sup>1,3</sup>, Иевлева В. А.<sup>1,3</sup>, Шаповалов Д. Л.<sup>2</sup>, Чекушкин А. М.<sup>4</sup>, Маркина М. А.<sup>4</sup>, Тарасов М. А.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>НИУ ВШЭ, Москва, РФ, hse@hse.ru

<sup>2</sup>ИФП РАН, Москва, РФ, office@kapitza.ras.ru

<sup>3</sup>ФИАН, Москва, РФ, office@lebedev.ru

<sup>4</sup>ИРЭ РАН, Москва, РФ, ire@cplire.ru

Релаксация неравновесных квазичастичных возбуждений в сверхпроводнике, как правило, требует наличия неупругого канала рассеяния. При достаточно низких температурах, из-за отсутствия фононного механизма, соответствующие времена (длины) релаксации могут достигать исключительно больших масштабов [1]. В работе изучались гибридные наноструктуры в форме Т-образного электрода из нормального металла (медь) – туннельного слоя диэлектрика (оксид алюминия) – сверхпроводящая вилка (алюминий), являющиеся твердотельными аналогами двухлучевого оптического интерферометра. При фиксированных напряжениях смещения  $V$ , больших сверхпроводящей щели  $\Delta$ , наблюдается немонотонная зависимость туннельного тока  $I$  от перпендикулярного магнитного поля  $B$  [2]. В нулевом магнитном поле на квазичастичной ветви вольт-амперной характеристики проявляются четкие осцилляции тока  $I(V)$ . Эффекты интерпретируются как присутствие когерентной составляющей квазичастичного тока.

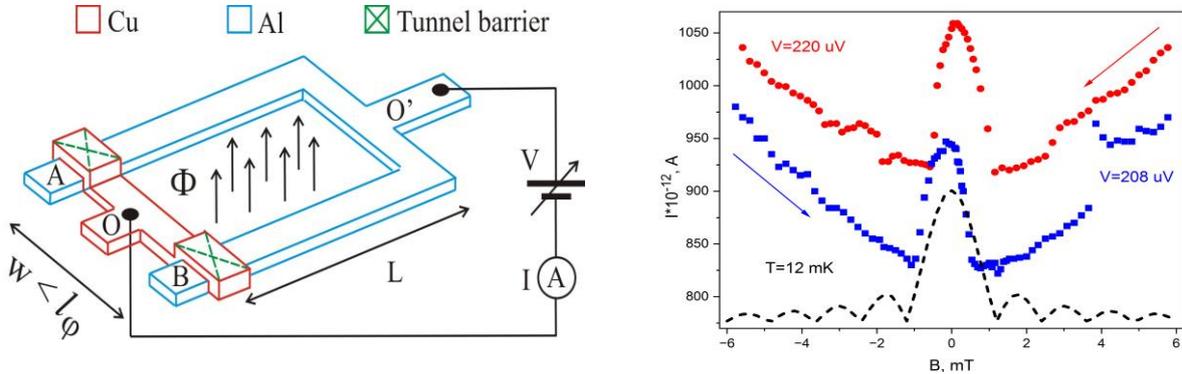


Рис. 1. Левая панель: схематика структуры и измерений. Правая панель: зависимости туннельного тока  $I$  от перпендикулярного магнитного поля  $B$ , снятые при фиксированных напряжениях, больше щелевых  $V \geq \Delta/e \approx 210$  мкВ. Пунктирная кривая – ожидаемая фраунгоферовская зависимость.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект 23-72-00018 «Исследование неравновесных и граничных явлений в сверхпроводящих гибридных наноструктурах».

## Литература

1. Arutyunov K. Yu., Chernyaev S. A., Karabassov T., Lvov D. S., Stolyarov V. S., Vasenko A. S. // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2018. – V. 30. – No. 343001. – P. 1-16.
2. Арутюнов К. Ю., Гурский А. С., Шаповалов Д. Л. // Известия РАН. Серия физическая. – 2024. – Т. 88. – №2.

## МИКРОСТРУКТУРА И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{F}_2$

Дегтяренко А. Ю.<sup>1</sup>, Садаков А. В.<sup>1</sup>, Усольцев А. В.<sup>1</sup>, Цзунъю Гэ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В.Л. Гинзбурга, ФИАН, Москва, Россия, degtyarenkoayu@lebedev.ru

<sup>2</sup>Университет Шанхая, Шанхай, КНР

В данной работе были исследованы монокристаллы нового семейства сверхпроводников на основе железа 12442, которые ввиду своей большой анизотропии близки к купратным сверхпроводникам [1]. Получение однородной фазы в данном семействе сверхпроводников является достаточно сложной задачей. Соединение 12442 ( $\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{F}_2$ ) имеет узкий интервал кристаллизации и образуется из двух фаз 1111 ( $\text{CaFeAsF}$ ) и 122 ( $\text{KFe}_2\text{As}_2$ ) [2]. Монокристаллы  $\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{F}_2$  были выращены из расплава собственного компонента  $\text{KAs}$  [2]. Методом рентгеновской дифрактометрии было подтверждено высокое качество монокристалла с минимальными следами второй фазы. Измерение температурной зависимости магнитной восприимчивости показало наличие сверхпроводящего перехода при температуре около 34 К. С помощью электронной микроскопии высокого разрешения были обнаружены дефекты вдоль плоскости  $ab$ . Эти дефекты представляют собой монослои  $\text{CaFeAsF}$  и  $\text{KFe}_2\text{As}_2$ , объемная доля которых составляет порядка 4 %. Нам удалось обнаружить вклад данных дефектов в туннельный ток. В ходе наблюдения за эффектом Андреевских отражений в симметричном контакте S-c-S мы смогли определить величину большой щели  $\text{CaFeAsF}$  и её температурное поведение вплоть до локальной  $T_c(28\text{ К})$ , которая лежит ниже  $T_c(34\text{ К})$   $\text{KCa}_2\text{Fe}_4\text{As}_4\text{F}_2$ . Аналогично многим родственным соединениям сверхпроводников на основе железа [3,4], эти дефекты могут выступать в качестве дополнительных центров пиннинга. Полученные петли магнитного гистерезиса в ориентации поля  $H//ab$  и  $H//c$  достаточно симметричны, что свидетельствует о преобладании объемного пиннинга в образце. Рассчитанная плотность критического тока составила  $\sim 10^6\text{ А/см}^2$ . Также, мы обнаружили второй пик намагниченности (SMP) при высоких температурах (вблизи  $T_c$ ), что не соответствует обычному положению SMP в родительских соединениях. При измерении первого критического поля в обеих ориентациях наблюдается существенное отличие в температурных зависимостях  $H_{c1}(T)$ .

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (№ 23-12-00307).

### Литература

1. Wang Z.C., et al. // J. Am. Chem. Soc. – 2016 – 138(25), 7856-7859.
2. Wang T., et al. // J. Phys. Chem. C. – 2019 – 123(22), 13925-13929.
3. Ishida S., et al. // NPJ Quantum Mater. – 2019 – 4, 272019.
4. Degtyarenko A.Y., et al. // Nanomaterials. – 2022 – 12(21), 3801.

## МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ NdRh<sub>2</sub>

Боков А. В.<sup>1</sup>, Краснорусский В. Н.<sup>1</sup>, Саламатин Д. А.<sup>1</sup>, Журакулов И. Т.<sup>1</sup>,  
Семенов А. В.<sup>1,2</sup>, Сидоров В. А.<sup>1</sup>, Цвященко А. В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт Физики Высоких Давлений РАН, Россия, bokov@hppi.troitsk.ru

<sup>2</sup>Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Из исходных компонент при высоком давлении и температуре ( $T$ ) в камере типа «тороид» был синтезирован NdRh<sub>2</sub> в структуре кубической C15 Лавес фазы. Хорошо известно, что данное соединение является ферромагнетиком с температурой упорядочения  $T_C \sim 8.1$  К<sup>1</sup>. В связи с достаточно низкой  $T$  упорядочения данный материал может представлять интерес для создания низкотемпературного охладителя в качестве магнитокалорического материала при  $T < 15$  К, в области где традиционные, газовые криокуллеры имеют низкую эффективность<sup>2</sup>.

В данной работе была систематически измерена намагниченность  $M(\mu_0 H, T)$  полученного NdRh<sub>2</sub> в полях  $\mu_0 H \leq 9$  Т и  $2 \leq T \leq 80$  К. Применяя стандартную методику<sup>3</sup> с помощью соотношения Максвелла из полученных зависимостей  $M(\mu_0 H)$  было определено изменение энтропии  $\Delta S_m(T)$ . На рис. 1 представлен полученный результат  $-\Delta S_m(T)$  при изменении  $\mu_0 H$  от 0 до 1, 3, 5, 7 и 9 Т. На вставке показано поведение максимума кривой  $-\Delta S_m(T)$  в зависимости от величины изменения поля  $\Delta \mu_0 H$ . Таким образом, магнитокалорический эффект при  $\Delta \mu_0 H = 5$  Т достигает максимальной величины при  $T = 10.5$  К и составляет 4.8 Дж/(кг К). Величина эффекта сравнима с таковой, например, для NdRu<sub>2</sub>, которая составляет 5.9 Дж/(кг К) при  $T = 26$  К<sup>4</sup>. Комбинируя данные материалы можно создавать материалы на основе твердых растворов Лавес фазы Nd(Ru<sub>1-x</sub>Rh<sub>x</sub>)<sub>2</sub> с требуемыми параметрами магнитокалорического эффекта с максимальной эффективностью в области  $10 \leq T \leq 26$  К.

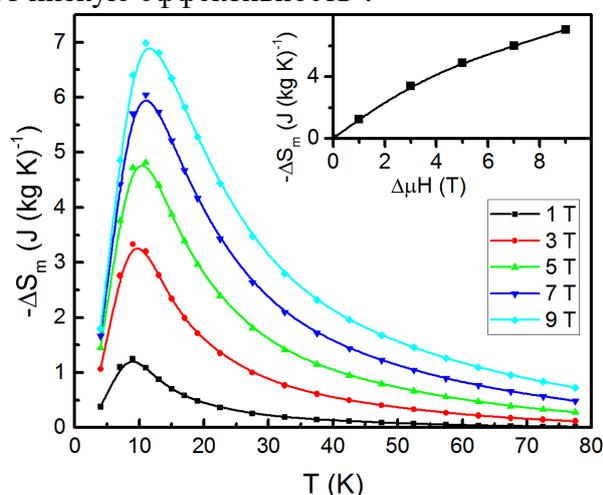


Рис. 1. Магнитокалорический эффект NdRh<sub>2</sub> для разных изменений поля  $\Delta \mu_0 H = 1, 3, 5, 7$  и  $9$  Т. На вставке – зависимость максимума эффекта от поля.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ 22-12-00008.

### Литература

1. Compton V.B. and Matthias B.T. // Acta.Cryst. – 1959. – V 12. – P. 651.
2. Li R., Ogawa M. and Hashimoto T. // Cryogenics – 1990. – V 30. – P. 521.
3. Pecharsky V.K. and Gschneidner K.A. // J.Appl.Phys. – 1999. – V 86. – P. 565.
4. Sharma V., Manekar M., et al // Intermetallics – 2016. – V 69. – P. 110.

## ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ И СПИН-ВЕНТИЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ PdFe-Nb

**Большин В.В., Шуравин Н.С., Карелина Л.Н.**

*Институт физики твёрдого тела им. Ю.А. Осипьяна Российской академии наук,  
Черноголовка, Россия, bolg@issp.ac.ru*

Слоистые тонкопленочные структуры ферромагнетик-сверхпроводник (FS) обладают большим потенциалом для приложений в области сверхпроводниковой электроники. Спиновый антагонизм сверхпроводимости и ферромагнетизма позволяет реализовать контакты Джозефсона сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SFS) с отрицательным знаком ток-фазового соотношения (пи-контакты) [1]. Для реализации пи-контактов наиболее удобными материалами являются слабоферромагнитные сплавы с криогенными температурами Кюри, в которых малая энергия обменного взаимодействия обеспечивает большие пространственные масштабы затухания сверхпроводимости и осцилляций сверхпроводящего параметра порядка. Также в FS-структурах наблюдается эффект спинового вентиля [2], который может служить основой для реализации элементов сверхпроводниковой памяти, технологически совместимой с устройствами цифровой сверхпроводящей электроники. Наиболее яркие эффекты были получены при использовании сильных ферромагнетиков с выраженной планарной ориентацией намагниченности.

В докладе будет приведен обзор экспериментов по изучению многослойных гибридных структур на основе сверхпроводящего ниобия и разбавленного сплава PdFe с содержанием магнитных атомов около 1% ат. Этот материал является криогенным ферромагнетиком с низкой температурой Кюри и планарной магнитной анизотропией, сочетая в себе свойства, необходимые для реализации пи-контактов и спиновых вентилях. В частности, контакты Джозефсона на основе этого сплава обладают эффектом магнитной памяти, необходимым для реализации джозефсоновских запоминающих элементов. Несмотря на слабость обменного взаимодействия, спин-вентильный эффект в гетероструктурах PdFe-Nb-PdFe также наблюдается в окрестности сверхпроводящего перехода. Такой эффект может наблюдаться даже при достаточно низких температурах (вплоть до 93% критической) при значительной амплитуде изменения напряжения на образце (порядка 700 мкВ). Будут представлены результаты экспериментов по изучению эффекта близости в многослойных и планарных структурах PdFe-Nb: измерение зависимости критического тока SFS-контактов от толщины слоя PdFe и критической температуры FS-бислоев. Будут рассмотрены сложности, возникающие при проведении таких экспериментов, и даны оценки характерных пространственных масштабов сверхпроводящего параметра порядка в слое PdFe. Полученные результаты делают слоистые FS-структуры PdFe-Nb перспективными для использования в цифровой сверхпроводящей электронике.

### Литература

1. Golubov A.A., Kupriyanov M.Y., Il'ichev E. // Reviews of Modern Physics. – 2004. – Vol. 76. – P. 411-469.
2. Kushnir V.N., Sidorenko A.S., Tagirov L.R. [et al.] // Springer International Publishing AG, part of Springer Nature. – 2018. – Section 1. – P. 1-29.

# ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЙ СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ ПРЕЦИЗИОННОГО СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА $Ti_2MnAl$

Борисенко Д. Н.<sup>1</sup>, Колесников Н. Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФТТ РАН, г. Черноголовка, Россия, bdn@issp.ac.ru

В области разработки новых материалов в настоящее время большой интерес представляют тройные сплавы Гейслера. Занимая промежуточное положение между бинарными интерметаллидами (фазы Юм-Розери, фазы Лавеса и др.) и высокоэнтропийными сплавами, сплавы Гейслера представляют большой интерес в физике твердого тела благодаря многообразию физических свойств, связанных с особенностями электронной структуры и магнитоупругих взаимодействий, обусловленных симметрией кристаллической решетки, что, в соответствии с принципом Кюри, приводит к наблюдению многообразных физических явлений: магнитной памяти формы, обменному смещению, магнитокалорическим эффектам, магнито-сопротивлению и большим эффектам Холла [1]. Поэтому поиск, развитие и совершенствование способов получения слитков такого класса соединений является важным направлением прецизионной металлургии [2] и служит основой для понимания физики магнитных явлений этого класса соединений.

В работе изучали получение слитков тройного сплава  $Ti_2MnAl$  электродуговой плавкой в атмосфере гелия в гарнисаже из смеси порошков алюминия, марганца и гидрида титана (II), с плавным снижением мощности до нуля для равномерной кристаллизации. Способ получения прецизионного сплава  $Ti_2MnAl$  включает в себя подготовку смеси порошков алюминия, марганца и гидрида титана (II), которую засыпают в тигель и нагревают до плавления в гарнисаже плазмой дугового разряда напряжением от 65 до 70 В и током от 8 до 10 А в атмосфере гелия при давлении от 0,8 до 1 атм с образованием слитков  $Ti_2MnAl$ . Для равномерной кристаллизации мощность дугового разряда снижали линейно до нуля в течение 10 минут. Во время плавления наблюдали протекание гетерофазной химической реакции в присутствии гидрида титана (II) с выделением паров воды:  $2TiH_2 + Mn + Al + O_{2(пов.)} = Ti_2MnAl + 2H_2O \uparrow$ . Гидрид титана (II) при температурах выше 300 °С разлагается с образованием атомарного водорода, который восстанавливает поверхностные оксиды металлов, позволяя получать прецизионный сплав стехиометрического состава.

Из полученного сплава был изготовлен магниторезистивный элемент с рабочим диапазоном температур <1,0 К [3].

Возможное объяснение каталитических свойств водорода и УФ-излучения плазмы, их значение для синтеза прецизионных тройных сплавов, влияние на свойства полученного материала и возможности практического применения обсуждаются в докладе.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

## Литература

1. Manna, K., Sun, Y., Muechler, L. et al. // Nat. Rev. Mater. – 2018. – V.3. – P.244-256.
2. Грацианов Ю.А., Путимцев Б.Н., Молотилов Б.В. и др. Металлургия прецизионных сплавов. // М. – Металлургия. – 1975. – 448 с.
3. Патент РФ № 2735069. Магниторезистивный элемент. / ИФТТ РАН. Есин В.Д., Борисенко Д.Н., Колесников Н.Н., Девятов Э.В. // 2020. Бюл. № 30.

## АНИЗОТРОПИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПЛОСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ 2 РОДА.

Чикуров Д. С., Рудоминский А. Е., Волков М. П.  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия.  
[d.chikurov@mail.ioffe.ru](mailto:d.chikurov@mail.ioffe.ru)

Намагниченность плоского сверхпроводника 2 рода существенно зависит от ориентации магнитного поля относительно плоскости образца. При ориентации магнитного поля нормально плоской поверхности намагниченность определяется объемным пиннингом магнитного потока на неоднородностях структуры и возможным вкладом краевого пиннинга. При параллельной плоскости ориентации магнитного поля большее влияние на величину намагниченности оказывает поверхностный барьер Бина-Ливингстона на вход и выход вихрей. Дополнительным обстоятельством, влияющим на анизотропию намагниченности, является кристаллографическая анизотропия сверхпроводника и возможная анизотропия центров пиннинга [1]. Знание анизотропии намагниченности и критических токов важно для разработки сверхпроводящих магнитных систем с использованием ленточных высокотемпературных сверхпроводников второго поколения.

В настоящей работе приведены результаты измерения намагниченности  $M$  изотропного сверхпроводника 2 рода (ниобиевая пластина) и ВТСП ленты в зависимости от ориентации магнитного поля  $H$  относительно плоскости образцов. Зависимости  $M(H)$  имеют необратимый характер, что свидетельствует о сильном пиннинге магнитного потока для обеих систем, что подтверждается результатами измерения критических токов  $J_c$  этих образцов. И зависимости  $M(H)$ , и зависимости  $J_c(H)$  сильно отличаются для поперечной и продольной ориентации магнитного поля относительно плоскости образцов, что говорит о существенном влиянии поверхности на процессы пиннинга.

Для обеих исследованных систем изменение зависимости  $M(H)$  при уменьшении угла от поперечной ориентации магнитного поля к продольной происходит немонотонно. При отклонении от поперечной ориентации зависимости  $M(H)$  качественно подобны в широком интервале углов, то же самое верно при отклонении от продольной ориентации, однако в меньшем интервале углов. Для ниобиевой пластины скачки магнитного потока также следуют этой тенденции: при отклонении от поперечной ориентации вид скачков в широком интервале углов мало меняется, и при отклонении от параллельной ориентации в некотором интервале углов изменение скачков потока также невелико [2]. Проведен сравнительный анализ анизотропии намагниченности и анизотропии критических токов исследованных образцов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 23-29-00390).

### Литература

1. Mikitik G.P. // Low Temperature Physics. – 2010. – V.36. - № 1. – P. 13-38.
2. Чикуров Д.С., Волков М.П. // ЖТФ. – 2021. – Т. 91. - №5. С. 784-792.

# ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО СПИН-ФЛУКТУАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА В КОНИЧЕСКОЙ ФАЗЕ MnSi

Демишев С. В.<sup>1,2</sup>, Шестаков А. В.<sup>2</sup>, Яцык И.В.<sup>3</sup>, Семенов А.В.<sup>2</sup>, Григорьев С.В.<sup>4</sup>, Еремина Р.М.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики высоких давлений РАН, Троицк, Россия, demishev@hpri.troitsk.ru

<sup>2</sup>Институт общей физики РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, Россия

<sup>4</sup>Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия

В работах [1-3] было предсказано, что в спиральной фазе моносилицида марганца, MnSi, возможен особый магнитный переход, при котором происходит резкое изменение характеристик магнитных флуктуаций, так называемый спин-флуктуационный переход (СФП). Удобным методом наблюдения СФП является электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), поскольку ширина линии ЭПР у MnSi определяется вкладом магнитных флуктуаций [3].

В настоящей работе были исследованы спектры ЭПР MnSi в конической спиральной магнитной фазе на частоте 9,3 ГГц в интервале температур 5–30 К во внешнем магнитном поле, ориентированном вдоль кристаллографического направления [100]. Установлено, что в области температур  $T < T^* = 25$  К, находящейся на 4 К ниже температуры перехода из парамагнитной фазы в коническую  $T_C = 29$  К, возникает сложный спектр ЭПР, состоящий из нескольких линий (Рис. 1). Предложена процедура разложения экспериментальных спектров на составляющие, позволившая для каждой спектральной линии найти температурные зависимости резонансного магнитного поля, ширины линии и интегральной интенсивности. При  $T_f \sim 16$  К одна из основных линий спектра ЭПР с наибольшей интегральной интенсивностью демонстрирует максимум на температурной зависимости ширины линии  $W(T)$ , соответствующий изменению  $W$  в  $\sim 2.7$  раза (Рис. 1). Значение  $T_f$  хорошо согласуется с предсказанной в [1-3] температурой СФП, и мы предполагаем, что низкотемпературные аномалии ЭПР у MnSi являются следствием спин-флуктуационного перехода в конической спиральной магнитной фазе с дальним магнитным порядком.

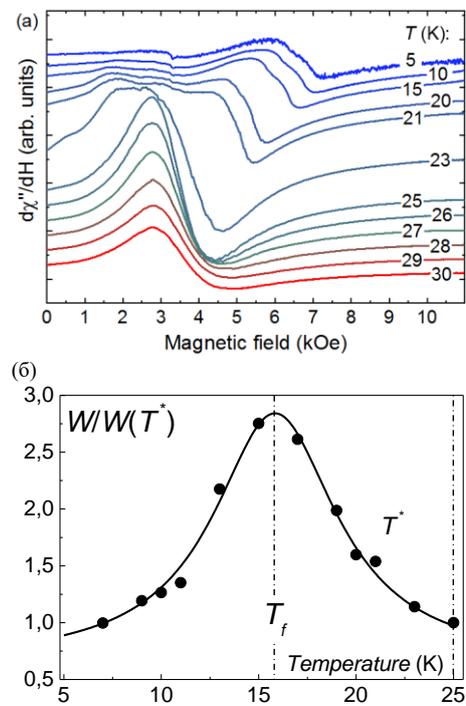


Рисунок 1. Спектры ЭПР при различных температурах (а) и нормированная ширина линии с максимальной интегральной интенсивностью (б).

## Литература

1. Demishev S.V. *et al.*// Phys. Rev. B. – 2012. – V. 85. – С. 045131.
2. Demishev S.V. *et al.*// Pis'ma v ZhETF. – 2013. – Т. 98. – № 12. – С. 933 – 937
3. Demishev S.V.// Phys. Usp. – 2024. – Т. – 67. – № 1. – С. 22 – 43

# МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $Mn_{1-x}Rh_xSi$ ( $x \leq 0.15$ ): ГИГАНТСКОЕ УСИЛЕНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА, НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ АНОМАЛИЯ И ФАЗА ГРИФФИТСА

Краснорусский В.Н.<sup>1</sup>, Демишев С.В.<sup>1,2</sup>, Боков А.В.<sup>1</sup>, Саламатин Д.А.<sup>1</sup>,  
Семенов А.В.<sup>1,3</sup>, Оськин А.Е.<sup>2</sup>, Бражкин В.В.<sup>1</sup>, Цвященко А.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики высоких давлений РАН, Троицк, Россия, demishev@hppi.troitsk.ru

<sup>2</sup>НИУ «Высшая школа экономики», Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт общей физики РАН, Москва, Россия

Методом синтеза в условиях высокого давления получены поликристаллические твердые растворы замещения  $Mn_{1-x}Rh_xSi$  в области составов  $x \leq 0.15$ . Образцы имели структуру B20 и не содержали включений посторонних кристаллических фаз. Измерены полевые зависимости намагниченности  $M(H, T)$  в магнитном поле  $H$  до 9 Тл при различных температурах в интервале  $T=2-300$  К. В этой же области температур был исследован высокочастотный (60 ГГц) электронный парамагнитный резонанс. Анализ формы кривых  $M(H, T)$  по методикам, описанным в [1,2], показал, что намагниченность представляет собой сумму насыщающегося и степенного вкладов:  $M(H, T) = M_0 \cdot \varphi(B \cdot H) + A_0 H^\delta$ , где  $\varphi(x \rightarrow 0) \sim x$  и  $\varphi(x \rightarrow \infty) \rightarrow 1$ . Расчет был проведен для модельной функции  $\varphi(x) = \tanh(x)$ , которая оказывается хорошим приближением для MnSi [1]. В парамагнитной фазе  $B = \mu^* H / (T - T_C)$ , и температурная зависимость  $1/B = f(T)$  позволяет оценить температуру Кюри  $T_C(x=0.1) \approx 236$  К (вставка на Рис. 1). При  $T^* \sim 210$  К  $< T_C$  возникает критическое поведение магнитного момента насыщения  $M_0 \sim (T^* - T)^{\nu}$  с  $\nu = 0.66$  (Рис. 1, кривая 1). Таким образом, в переходной области  $T \sim 210-236$  К у  $Mn_{1-x}Rh_xSi$  возникает ферромагнитное (ФМ) состояние с  $T_C$ , в 7-8 раз превышающим  $T_{C0} \approx 29$  К для чистого MnSi. Степенной вклад с показателем степени  $\delta = 0.2-0.8$  также возникает при  $T \sim T_C$  и, по-видимому, обусловлен фазой Гриффитса [2], сосуществующей с ФМ фазой. Обращает на себя внимание наличие особенностей при  $T \sim T_{C0}$  на температурных зависимостях  $M_0(T)$  и  $\delta(T)$  (минимума и максимума соответственно). Наличие двух магнитных вкладов подтверждается результатами анализа спектров ЭПР. Рассмотрена модель, связывающая степенной вклад с распределением локальных полей в ФМ фазе Гриффитса. Обсуждаются механизмы гигантского усиления  $T_C$  в различных моделях магнетизма  $Mn_{1-x}Rh_xSi$ . Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 22-12-00008.

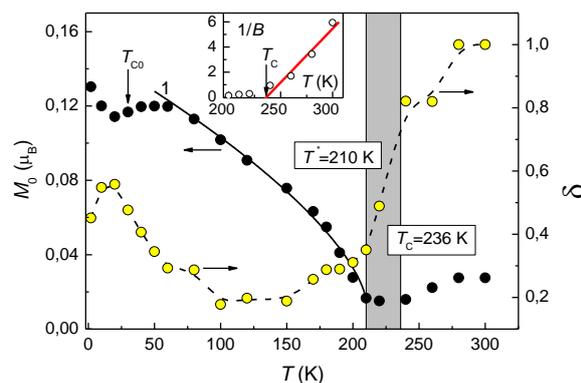


Рисунок 1. Сосуществование ферромагнетизма и фазы Гриффитса у  $Mn_{0.9}Rh_{0.1}Si$ .

## Литература

1. Демишев С.В. и др. // Физ. низк. темп. – 2015. – Т. 41. – № 12. С. – 1243-1253.
2. Demishev S.V. et al. // JETP Letters. – 2016. – V. 104. – No 2. – P. 116-123.

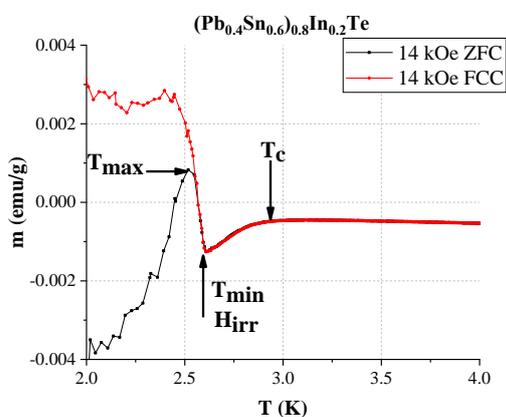
# ПАРАМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ МЕЙСНЕРА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ПАРАМАГНИТНЫЙ ОТКЛИК В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ .

Денисов Д. В.<sup>1</sup>, Михайлин Н. Ю.<sup>1</sup>, Шамшур Д. В.<sup>1</sup>, Шитов А. Е. Парфеньев Р. В.<sup>1</sup>,  
Волков М. П.<sup>1</sup> Шаренкова Н В.<sup>1</sup>,

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Политехническая ул., 26, г. Санкт-Петербург,  
Россия, d.denisov@mail.ioffe.ru

Полупроводниковый твердый раствор  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ , являющийся топологическим кристаллическим изолятором, характеризуется переходом в сверхпроводящее (СП) состояние в гелиевой области температур. Ранее в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  был обнаружен пик-эффект в СП состоянии [1, 2] – максимум критического тока в области, близкой ко второму критическому магнитному полю  $H_{c2}$ . В данной работе были изучены зависимости  $m(T)$  поликристаллических образцов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  ( $z = 0.4$ ,  $x = 0.16, 0.2$ ) в режиме охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC) и охлаждения во внешнем магнитном поле (FCC)  $H$  до 19 кЭ. Был проведен сравнительный анализ полученных зависимостей  $m(T)$  и ранее изученных зависимостей  $m(H)$ , на которых наблюдался пик-эффект.

На рис. 1 показаны зависимости  $m(T)$  в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  в режиме охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC) и охлаждения во внешнем магнитном поле (FCC)  $H = 14$  кЭ. После перехода в СП состояние  $T < T_c$  на зависимостях  $m(T)$  наблюдается рост диамагнетизма, который продолжается до точки локального минимума намагниченности  $T_{\min}$ . Данная точка совпадает с точкой необратимости  $H_{\text{irr}}$ , определенной из зависимости  $m(H)$ . При  $T < T_{\min}$  диамагнитный вклад уменьшается как для зависимости ZFC, так и для FCC, при этом обе зависимости могут перейти в парамагнитную область. В точке  $T_{\max}$  происходит изменение хода зависимости  $m(T)$  в режиме



**Рис. 1.** Температурные зависимости намагниченности в режимах ZFC и FCC в  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  во внешнем магнитном поле  $H = 14$  кЭ.

ЗFC в сторону увеличения диамагнитного вклада. Данная точка  $T_{\max}$  соответствует точке максимума пик-эффекта  $H_{\text{peak}}$  на зависимости  $m(H)$ . При этом зависимость  $m(T)$  в режиме FCC может оставаться парамагнитной и при  $T < T_{\max}$ . Парамагнитный вклад в  $m(T)$  увеличивается с ростом внешнего магнитного поля  $H = 1$  кЭ – 19 кЭ.

Парамагнетизм в режиме FCC (парамагнитный эффект Мейснера) и в режиме ZFC (парамагнитный отклик) редко наблюдаются в одном и том же материале и как правило рассматриваются отдельно. В  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  оба типа парамагнетизма наблюдаются в той же области маг-

нитных полей и температур, что и пик-эффект. Можно предположить, что парамагнетизм, как и пик-эффект [3] связан с изменением степени упорядоченности вихревой решетки.

## Литература

1. D. V. Denisov et al., *Physica C* **579**, 1353755 (2020)
2. N. Yu. Mikhailin et al., *Low Temperature Physics*, **45**, 2 (2019)
3. J. Hecher et al., *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 075004 (2014)

**ОБНАРУЖЕНИЕ СВЕРХТЕКУЧИХ ПЕРЕХОДОВ В  $^3\text{He}$  В  
НЕМАТИЧЕСКОМ АЭРОГЕЛЕ В ВЫСОКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**  
Дмитриев В. В.<sup>1</sup>, Кутузов М. С.<sup>2</sup>, Петрова Д. В.<sup>1,3</sup>, Солдатов А. А.<sup>1</sup>, Юдин А.  
Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, г. Москва, Россия,  
dvpetrova\_2@edu.hse.ru*

<sup>2</sup>*Metallurg Engineering Ltd., г. Таллинн, Эстония, metallurg@metallurg.eu*

<sup>3</sup>*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,  
г. Москва, Россия*

Сверхтекучесть  $^3\text{He}$  связана с куперовским спариванием частиц с полным орбитальным моментом и спином равными 1. Это позволяет существование различных по своей структуре и свойствам сверхтекучих фаз. Однако в чистом  $^3\text{He}$  в отсутствие магнитного поля реализуются только А и В фазы. При помещении  $^3\text{He}$  в магнитное поле становится доступной еще одна фаза — так называемая фаза. Область существования  $A_1$  фазы линейна по полю. Еще одним способом, позволяющим реализацию новых фаз, является контролируемое введение примесей, роль которых могут играть аэрогели высокой пористости. Аэрогель — материал, состоящий из твердых нитей, размер которых много меньше расстояния между ними.

В случае проведения экспериментов в чистом  $^3\text{He}$  (без добавления  $^4\text{He}$ ) в нематическом аэрогеле (все нити которого параллельны друг другу) реализуется чистая А фаза (при предварительном покрытии нитей  $^4\text{He}$  становится выгодной полярная фаза), а температура сверхтекучего перехода подавляется [1]. В  $^3\text{He}$  в аэрогеле также должно происходить расщепление температуры перехода в магнитном поле, которое, согласно теоретическим предсказаниям [2], должно быть нелинейным по магнитному полю из-за влияния магнитного рассеяния. Недавние исследования [3] показали, что в низких магнитных полях температура верхнего перехода  $T_{\text{ca1}}$  (из нормальной в  $A_1$  фазу) зависит нелинейно от поля.

Для изучения сверхтекучего  $^3\text{He}$  могут использоваться различные резонаторы, например, вибрирующая проволочка. При этом параметры ее резонанса будут определяться свойствами как самой проволочки, так и окружающей среды. В экспериментах в  $^3\text{He}$  образец аэрогеля приклеивается к такой вибрирующей проволочке. Жидкий  $^3\text{He}$  заполняет пространство между нитями аэрогеля, в результате чего параметры резонанса начинают зависеть и от свойств жидкости внутри аэрогеля.

В случае использования анизотропного образца аэрогеля кроме основного механического резонанса вибрирующей проволочки также наблюдается вторая мода колебаний, которая является аналогом звуковых колебаний и возникает за счет колебаний нормальной и сверхтекучей компонент внутри образца аэрогеля. В этой серии экспериментов в результате сканирования в большем диапазоне частот удалось измерить температурные зависимости параметров обеих мод резонанса. По этим данным удалось изучить как зависимость температуры верхнего перехода  $T_{\text{ca1}}$  в широком диапазоне магнитных полей, так и обнаружить нижний переход  $T_{\text{ca2}}$  (из  $A_1$  в  $A_2$  фазу) благодаря использованию высоких магнитных полей от 2 до 3 Тл, чего не удавалось сделать ранее [3].

#### Литература

1. Dmitriev V.V., Soldatov A.A., Yudin A.N. // PRL. – 2018. – V. 120. – P. 075301
2. Baramidze G.A., Kharadze G.A., // J. Low Temp. Phys. – 2004. – V. 135. – P. 399
3. Dmitriev V.V., Kutuzov M.S., Soldatov A.A., Yudin A.N. // PRB. – 2023. – V. 107. – P. 0245070

# АНОМАЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ДРОБНОГО КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ДВУХСЛОЙНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ.

Дорожкин С.И., Капустин А.А., Федоров И.Б.

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия, dorozh@issp.ac.ru

В двухслойных электронных системах, создаваемых в одиночной квантовой яме GaAs шириной 60 нм, обнаружено возникновение состояний дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ), происходящее в наклонном магнитном поле, отклоненном от нормали к плоскости квантовой ямы на угол  $\Theta > 20^\circ$  (см. рис.). Обнаружены состояния как на факторах заполнения уровней Ландау  $\nu$  с нечетными знаменателями:  $\nu_F = 10/7, 4/3, 6/5$ , так и на факторе  $\nu_F = 5/4$  с четным знаменателем. В этих состояниях холловское сопротивление близко к квантованным значениям  $R_{xy} = (h/e^2)/\nu_F$ . Эффект наблюдается уже при довольно высокой температуре  $T = 0.5$  К и сопровождается исчезновением соседних состояний целочисленного КЭХ при  $\nu = 1$  и  $2$ . При помощи оригинальной емкостной методики [1] установлено, что наблюдаемые состояния ДКЭХ являются комбинационными состояниями, соответствующими несжимаемым состояниям на факторе заполнения единица в слое с большей плотностью электронов и на факторе заполнения  $\nu_F - 1$  в слое с меньшей плотностью. Нам представляется, что наблюдение таких необычных состояний ДКЭХ (особенно при  $\nu_F = 5/4$ ) является проявлением до сих пор неизученной особенности электрон-электронных корреляций, реализующейся в условиях, когда ближайшими соседями электронов слоя меньшей плотности являются электроны другого слоя, как это имело место в наших экспериментах [2].

Работа выполнена при поддержке грантов РНФ 22-22-00753 (завершен) и 24-22-00312.

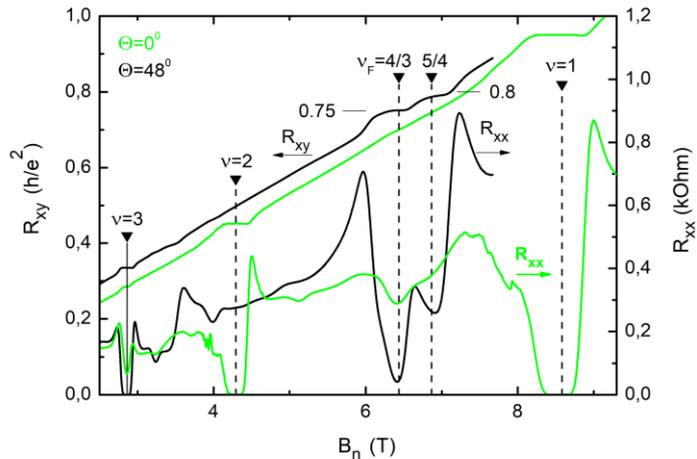


Рис. Магнетосопротивление (две нижние кривые, правая шкала) и холловское сопротивление (две верхние кривые, левая шкала), измеренные на образце с двухслойной электронной системой в перпендикулярном ( $\Theta = 0^\circ$ ) и наклонном ( $\Theta = 48^\circ$ ) магнитном полях и представленные в функции перпендикулярной компоненты магнитного поля  $B_n$ . Зеленая холловская кривая сдвинута вниз на 0.05.

Рис. Магнетосопротивление (две нижние кривые, правая шкала) и холловское сопротивление (две верхние кривые, левая шкала), измеренные на образце с двухслойной электронной системой в перпендикулярном ( $\Theta = 0^\circ$ ) и наклонном ( $\Theta = 48^\circ$ ) магнитном полях и представленные в функции перпендикулярной компоненты магнитного поля  $B_n$ . Зеленая холловская кривая сдвинута вниз на 0.05.

## Литература

1. Dorozhkin S.I., Kapustin A.A., Fedorov I.B., Umansky V., von Klitzing K., Smet J.H. // J. Appl. Phys. – 2018. – V. 123. – № 8. – P. 084301-1 – 084301-5.
2. Дорожкин С.И., Капустин А.А., Федоров И.Б., Уманский В., Смет Ю.Х. // Письма в ЖЭТФ. – 2023. – Т. 117. – № 1. – С. 72-79.

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОГРАНУЛЯРНЫХ КОМПОЗИТАХ

Дровосеков А. Б.<sup>1</sup>, Дмитриева М. Ю.<sup>1,2</sup>, Ситников А. В.<sup>3</sup>,  
Николаев С. Н.<sup>4</sup>, Рыльков В. В.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, РАН

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

<sup>3</sup>Воронежский государственный технический университет

<sup>4</sup>НИЦ «Курчатовский институт»

Методом магнитного резонанса исследованы пленки металл-диэлектрических наногранулярных композитов  $M_xD_{100-x}$  с различным составом и процентным соотношением металлической и диэлектрической фаз ( $M = Fe, Co, Ni, CoFeB$ ;  $D = Al_2O_3, SiO_2, ZrO_2, LiNbO_3$ ;  $x = 10-80$  ат.%). Эксперименты проведены в широком диапазоне частот ( $f = 7-37$  ГГц) и температур ( $T = 4.2-360$  К) при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости пленки.

Обнаружено, что при концентрациях металлической ФМ фазы ниже порога перколяции экспериментальные спектры, помимо обычного сигнала ФМР, содержат дополнительный пик поглощения, характеризующийся удвоенным эффективным  $g$ -фактором  $g \approx 4$ . Этот пик также демонстрирует ряд других необычных особенностей:

- Гораздо лучше проявляется при возбуждении резонанса продольным СВЧ магнитным полем;
- С ростом концентрации ФМ фазы демонстрирует дополнительный сдвиг частоты, зависящий от ориентации внешнего поля относительно плоскости пленки;
- Температурная зависимость интенсивности пика имеет немонотонный характер с наличием максимума по температуре. При этом с увеличением концентрации ФМ фазы максимум интенсивности смещается в область высоких температур.

Появление в спектрах резонанса пика с удвоенным эффективным  $g$ -фактором можно объяснить в рамках модели «гигантского спина» [1,2] возбуждением внутри ФМ наногранул «запрещенных» («двухквантовых») переходов с изменением проекции спина  $\Delta m = \pm 2$ . В рамках этого подхода можно объяснить более яркое проявление пика с  $g \approx 4$  в продольной геометрии возбуждения резонанса [2], а также аномальную температурную зависимость его интенсивности [1,2]. Наблюдаемые нами необычные частотно-полевые и ориентационные зависимости для пика с  $g \approx 4$  хорошо описываются с учетом наличия внутри пленки эффективных полей магнитодипольной природы — «поля размагничивания» и «поля Лоренца» [3].

### Литература

1. N. Noginova, T. Weaver, E. P. Giannelis, A. B. Bourlinos, V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, Phys. Rev. B 77, 014403 (2008).
2. M. Fittipaldi, R. Mercatelli, S. Sottini, P. Ceci, E. Falvo, D. Gatteschi, Phys. Chem. Chem. Phys. 18, 3591 (2016).
3. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнс, Д. А. Зигануров, А. В. Ситников, С. Н. Николаев, В. В. Рыльков, ЖЭТФ 164, 650 (2023).

# КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ МАГНИТНЫХ И ТРАНСПОРТНЫХ ПАРАМЕТРОВ $\text{EuFe}_2\text{As}_2$ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ

Гимазов И.И.<sup>1</sup>, Железнякова Д.Е.<sup>1</sup>, Зарипов Р.Б.<sup>1</sup>, Перваков К.С.<sup>2</sup>,  
Пудалов В.М.<sup>2</sup>, Таланов Ю.И.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт, ФИЦ КазНЦ РАН, Казань, РФ,  
gimazov@kfti.knc.ru

<sup>2</sup>Центр им. В.Л. Гинзбурга, Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, РФ.

На фазовой диаграмме большинства ВТСП материалов магнитная и сверхпроводящая фазы находятся рядом, поэтому вопрос об их взаимовлиянии является ключевым в выяснении природы сверхпроводимости [1]. Однако, несмотря на интенсивные исследования микроскопических деталей, лежащих в основе этих явлений, появляются противоречащие результаты относительно их взаимовлияния [2]. В этом контексте сведения о взаимосвязи между магнетизмом и сверхпроводимостью могут быть получены путем сравнения симметрий, присущих их параметрам порядка. Такую возможность дают статические и динамические критические индексы, которые не зависят от микроскопических деталей системы.

В нашей работе для исследования взаимосвязи между магнетизмом и сверхпроводимостью выбраны пниктиды железа, в частности  $\text{EuFe}_2\text{As}_2$ . Эти материалы переходят в сверхпроводящее состояние либо под действием гидростатического давления, либо при легировании [3]. В качестве измерительных методов используются измерения удельного сопротивления, магнитной восприимчивости и нерезонансного микроволнового поглощения (МВП).

Вблизи критической температуры поведение первой производной от удельного сопротивления и магнитной восприимчивости описываются с помощью степенных функций с критическими индексами  $\alpha$  и  $\gamma$ . Полученные значения  $\alpha = 0.017 \pm 0.09$  и  $\gamma = 1.74 \pm 0.01$  соответствуют двумерной модели Изинга. Динамический критический индекс  $z = 1.79 \pm 0.03$  получен с помощью анализа поведения МВП вблизи критической температуры  $T_c = 19$  К. По теоретическим данным [4] для двумерной модели Изинга  $z$  принимает значение 2 для магнитных корреляций ФМ характера, и значение 1.75 для АФМ характера. На основе этих данных можно сделать вывод, что магнитные корреляции, регистрируемые методом МВП, имеют антиферромагнитный характер, и фазовый переход в магнитоупорядоченное состояние принадлежит классу универсальности А.

Наличие антиферромагнитных флуктуаций означает наличие косвенного обменного взаимодействия между ионами Eu через проводящие слои FeAs. Это предположение подтверждается наблюдением локального максимума в измерениях сопротивления при температуре упорядочения Eu.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 21-72-20153.

## Литература

1. Nandi S. et al. // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 104, no. 5. – P. 057006.
2. Kordyuk, A.A. // Low Temp. Phys. – 2012. – Vol. 38, no. 9. – P. 888.
3. Zapf S. et al. // Rep. Prog. Phys. – 2017. – Vol. 80. – P. 016501.
4. Hohenberg P. C., Halperin B. I. // Rev. Mod. Phys. – 1977. – Vol. 49, no. 3. – P. 435.

# СПИНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ВЫСОКОПОЛЕВЫХ ФАЗАХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПАРАМАГНЕТИКОВ

Глазков В. Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН, Москва, Россия, glazkov@kapitza.ras.ru*

Особенности устройства микроскопических взаимодействий в некоторых спиновых системах (например, образование димеров) приводят к сохранению парамагнитного состояния вплоть до самых температур  $T \ll \Theta_{CW}$ . При наличии щели  $\Delta$  в спектре возбуждений такой низкотемпературный парамагнетик в малых полях останется в неупорядоченном состоянии вплоть до  $T=0$ . Магнитное поле расщепляет спиновые подуровни триплетных возбуждений, и в сильных магнитных полях между полем закрытия спиновой щели  $H_{c1}$  и полем насыщения  $H_{c2}$  возможно появление новых упорядоченных или разупорядоченных фаз.

В квазиодномерном магнетике DTN при низких температурах в интервале  $H_{c1} < H < H_{c2}$  возникает антиферромагнитный порядок. Опыты по спектроскопии магнитного резонанса обнаружили при этом появление низкочастотных мод спиновых возбуждений, возникающих при небольшом ( $\sim 3^0$ ) подкосо образца [1]. В магнетике типа "спиновая лестница" ВРСВ при  $H_{c1} < H < H_{c2}$  упорядочение не возникает, но наблюдается необычный тип магнитного резонанса с щелевой зависимостью  $f(H)$  и нетипичным для ионов меди эффективным g-фактором  $g \approx 3$  [2].

Если спиновая система состоит из слабо связанных подсистем с немагнитным основным состоянием и магнитными возбуждениями (в случае DTN это ионы  $Ni^{2+}$  со спином  $S=1$  в кристаллическом поле, а в случае ВРСВ - димеры ионов  $Cu^{2+}$ ), то в окрестности поля  $H_0 \approx \Delta / (g\mu_B)$  пересекаются два энергетических подуровня, и для описания низкоэнергетических свойств спиновой системы можно спроецировать исходный гамильтониан на эти подуровни. Такой подход приводит к эквивалентной модели цепочек псевдоспинов  $T=1/2$  с сильно анизотропным спин-спиновым взаимодействием XY-типа, которые находятся в эффективном поле  $H-H_0$  [2,3].

В случае магнетика DTN межцепочечное взаимодействие приводит к тому, что псевдоспиновая модель эквивалентна трёхмерному антиферромагнетик с сильной анизотропией легкоплоскостного типа. Это соответствует наблюдаемой картине магнитного резонанса и позволяет получить её количественное описание [3]. В случае магнетика типа "спиновая лестница" ВРСВ межлестничные взаимодействия практически отсутствуют, но имеется взаимодействие Дзялошинского-Мория между спинами. При переходе к псевдоспиновому описанию взаимодействие Дзялошинского-Мория выделяет одно из направлений в плоскости XY, что приводит к одномерной изинговской модели с щелевыми возбуждениями. Однако оказывается, что ЭПР-активными оказываются не возбуждения традиционного спин-волнового типа, а солитонные возбуждения цепочки псевдоспинов, зависимость частоты которых от поля полностью соответствует наблюдаемой [2].

Работа поддержана грантом РФФ 22-12-00259.

## Литература

1. T.Soldatov et al. // Phys. Rev. B **101**, 104410 (2020).
2. Yu.Krasnikova et al. // Phys. Rev. Lett. **125**, 027204 (2020)
3. V.Glazkov // JETP Letters **112**, 647 (2020)

# ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖСЛОЕВОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МАГНИТНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ Co/Pd/Co

Горнаков В. С., Шашков И. В., Евстигнеев Р. С., Кабанов Ю. П.

Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия  
shav@issp.ac.ru

Проведено прямое экспериментальное изучение энергии  $J$  межслоевого взаимодействия в гетероструктурах с перпендикулярной магнитной анизотропией, состоящих из ферромагнитных (ФМ) слоев, разделённых немагнитной прослойкой (НМ), толщина которой определяет эффективное поле  $H_E$  обменной связи между ФМ слоями и оказывает существенное влияние на формирование и эволюцию доменной структуры в таких наноматериалах [1]. Зарождение доменов и динамика доменных границ (ДГ) в ФМ слоях в зависимости от температуры в диапазоне от 15К до 300К были изучены с помощью магнитооптического эффекта Керра в гетерофазных структурах Ta(2нм)/Pd(1нм)/Co(0,4нм)/Pd( $d$ )/Co(0,4нм)/Pd(1нм)/Ta(2нм), где толщина  $d$  образцов варьировалась в диапазоне от 6,0нм до 6,5нм. Эти структуры были нанесены магнетронным распылением на окисленные кремниевые подложки площадью  $5 \times 5 \text{ мм}^2$  при комнатной температуре.

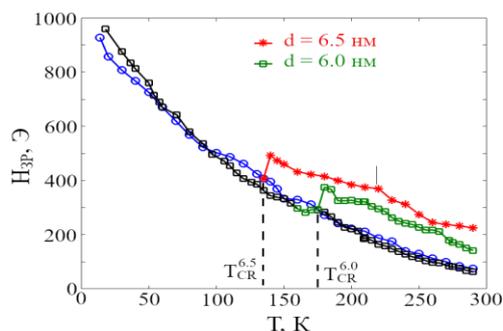


Рис.1 Поля зарождения доменов в ФМ слоях от температуры

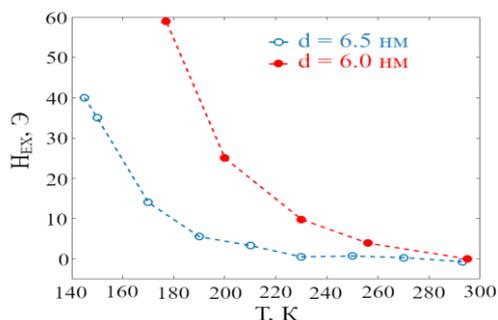


Рис.2 Поля обменной связи в ФМ слоях от температуры

Получены температурные зависимости полей зарождения  $H_{zр}$  доменов в намагниченных до насыщения образцах (Рис.1) и полей межслоевого обменного взаимодействия (Рис.2) при различных толщинах немагнитной прослойки. Показано, что поле зарождения в обоих ФМ слоях монотонно убывает с ростом температуры. Обнаружена зависящая от толщины Pd критическая температура  $T_{CR}$ , ниже которой сквозные домены новой фазы зарождаются одновременно в обоих слоях, тогда как при  $T > T_{CR}$  зарождение в слоях происходит в разных полях и в разных местах образцов. В этой области температур были получены полевые зависимости скорости движения ДГ в ФМ слое в условиях однородно намагниченного другого слоя. Установлено, что поля на зависимости скоростей  $V(H)$  при движении ДГ в противоположных направлениях (при  $+H$  и  $-H$ ) различаются на величину  $2H_E$ . С понижением температуры значение этого поля

растет, причем тем сильнее, чем меньше толщина прослойки (Рис.2). Таким образом, показано, что на ДГ при ее движении кроме внешнего поля действует эффективное поле  $H_E$ . Анализ результатов  $V(H, T)$  позволил получить зависимость межслоевого обменного взаимодействия  $J(T) = 2M \cdot H_E(T) \cdot b$  от температуры, где  $M$  и  $b$  – намагниченность и толщина каждого слоя, соответственно.

## Литература

1. Gornakov V.S., Shashkov I.V., Tikhomirov O.A., and Kabanov Yu.P. // Magnetochemistry. – 2023. – № 9. – P. 176–194.

# ТЕТРАГОНАЛЬНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В FeSe КАК СЛЕДСТВИЕ НЕОДНОРОДНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

**Григорьев П.Д.<sup>1</sup>, Садаков А.В.<sup>2</sup>, Усольцев А.С.<sup>2</sup>, Мартовицкий В.П.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия*

<sup>2</sup> *Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

Изучение железосодержащих высокотемпературных сверхпроводников важно как для понимания механизмов ВТСП, так и для возможных практических приложений. Неоднородная сверхпроводимость в железосодержащих FeSe была ранее предложена нами для объяснения анизотропии сопротивления вблизи и выше сверхпроводящего перехода [1,2]. Так, зарождение сверхпроводимости часто происходит в изолированных островках. Сравнение анизотропии температурной зависимости сопротивления и порога перколяции тока по сверхпроводящим островкам с экспериментальными данными по сопротивлению и сверхпроводящей  $T_c$  предсказывает размеры и примерную форму этих островков вдали от поверхности, что является полезным методом изучения электронной структуры сверхпроводников. В FeSe размер сверхпроводящих островков оказался сравнимым с шириной нематических доменов в FeSe [2], возникающими из-за электронных корреляций при температуре ниже 90К. Это указывает на то, что в FeSe сверхпроводимость зарождается внутри нематических доменов и подавлена на их границе. Другими подтверждениями такой неоднородной сверхпроводимости в FeSe являются эксперименты по туннельной микроскопии, показывающие как локальное повышение  $T_c$  [3], так и подавление сверхпроводимости на границах нематических доменов и проникновение магнитных вихрей вдоль этих границ [4]. В нашей новой работе мы приводим экспериментальные данные по тетрагональной модуляции верхнего критического поля  $H_{c2}$  в FeSe и показываем, что величину этого эффекта сложно объяснить только изменением электронного спектра в нематических доменах или тетрагональной модуляцией параметра порядка. Кроме того, эти механизмы не объясняют наблюдаемой резкой угловой зависимости  $H_{c2}$  вблизи направления главных осей. Мы предлагаем, что эффект тетрагональной модуляции  $H_{c2}$  связан с влиянием границ нематических доменов и косвенно подтверждает их существование и определенную ориентацию вдоль направлений главных осей.  $H_{c2}$  выше вдоль границ нематических доменов, направленных вдоль главных осей кристалла. Получены аналитические формулы, хорошо описывающие наблюдаемую тетрагональную угловую модуляцию  $H_{c2}$  в FeSe.

## Литература

1. Sinchenko A.A., Grigoriev P.D., Orlov A.P., Frolov A.V., Shakin A., Chareev D.A., Volkova O.S., Vasiliev A.N. // Phys. Rev. B - 2017. – Т. 95. - С. 165120.
2. Grigoriev P.D., Kochev V.D., Orlov A.P., Frolov A.V., Sinchenko A.A. // Materials – 2023. - Т. 16. - № 5. – С. 1840.
3. Naidyuk, Y.G., Fuchs, G., Chareev, D.A., Vasiliev, A.N. // Phys. Rev. B – 2016 – Т. 93. – С. 144515.
4. Song, C.L.; Wang, Y.L.; Jiang, Y.P.; Wang, L.; He, K.; Chen, X.; Hoffman, J.E.; Ma, X.C.; Xue, Q.K. // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Т. 109. – С. 137004.

## КВАНТОВАЯ АКУСТИКА ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИХ КОМПЛЕКСОВ В ДОПИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ФЛЮОРИТА

Гудков В. В.<sup>1</sup>, Сарычев М. Н.<sup>1</sup>, Офицерова Н. Ю.<sup>1</sup>, Жевстовских И. В.<sup>1,2</sup>,  
Егранов А. В.<sup>3</sup>, Уланов В. А.<sup>4</sup>, Суриков В. Т.<sup>5</sup>, Аверкиев Н. С.<sup>6</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия, m.n.sarychev@urfu.ru

<sup>2</sup>Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия,  
zhevstovskikh@imp.uran.ru

<sup>3</sup>Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, Иркутск, Россия,  
alegra@igc.irk.ru

<sup>4</sup>Казанский государственный энергетический университет, Казань, Россия,  
ulvlad@inbox.ru

<sup>5</sup>Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия,  
surikov@ihim.uran.ru

<sup>6</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
averkiev.les@mail.ioffe.ru

Несмотря на то, что арсенал возможных методик для исследования эффекта Яна-Теллера достаточно велик, большинство работ содержат результаты ЭПР и оптических исследований. Причиной этого является не только информативность данных методов, но и квантовая природа изучаемых переходов между энергетическими уровнями, которая обеспечивает высокую воспроизводимость результатов, поскольку квантовые параметры не могут варьироваться от образца к образцу. Уникальную, недоступную иным методам исследования информацию предоставляют ультразвуковые исследования, хотя развитие и применение они получили сравнительно недавно. Энергия используемых в подобных экспериментах фононов составляет величину не более десятков мК, поэтому при температурах порядка 1 К и выше дисперсия ультразвуковых волн и диссипация энергии имеют релаксационную природу [1]. Для интерпретации полученных результатов были предложены следующие механизмы низкотемпературной релаксации, а именно, термическая активация и туннелирование через потенциальные барьеры, разделяющие минимумы адиабатического потенциала ян-теллеровского комплекса. Нами были исследованы температурные зависимости поглощения, скорости ультразвука и времени релаксации ЯТ подсистем в кристаллах со структурой флюорита ( $\text{CaF}_2$ ,  $\text{CdF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ), легированных  $3d$  ионами. Все полученные зависимости хорошо моделировались с помощью названных выше механизмов релаксации, на основании чего можно делать вывод об их универсальности и идентичности параметров, характеризующих релаксацию в разных образцах одного и того же химического состава, потому что низкотемпературная релаксация определяется квантовыми параметрами, входящими в вибранный гамильтониан. В силу этого подобные эксперименты следует отнести к области квантовой акустики. Для визуального представления результатов ультразвукового эксперимента предлагается температурная зависимость мнимой части релаксационной функции Дебая. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (базовая часть государственного задания, проект № FEUZ-2023-0013).

### Литература

1. Sturge M.D. in Solid State Physics, Vol. 20, edited by F. Seitz, D. Turnbull, and H. Ehrenreich. New York:Academic Press, 1967. – 92-211с.

## НАНОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ТАНТАЛА

**Гуртовой В.Л., Черных А.В., Ильин А.Н., Рощупкин Д.В.**

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,  
Черноголовка, Россия, gurtovoi@iptm.ru*

Монокристаллические пленки тантала толщиной 60-70 нм были выращены методом лазерного осаждения на подложках сапфира R-среза в высоком вакууме ( $10^{-8}$  мм рт ст) при температуре 600-650<sup>0</sup>С. Измеренные величины удельного сопротивления  $\rho=12-20 \mu\Omega\text{cm}$ , температуры перехода  $T_C=3.8-4$  К, параметра  $RRR=R(300\text{K})/R(4.2\text{K})=25-40$  и результаты рентгено-структурного анализа, в сопоставлении с известными литературными данными, позволяют идентифицировать полученные эпитаксиальные пленки как  $\alpha\text{-Ta}(001)$  высокого качества, состоящие из монокристаллических блоков с малоугловыми границами. Методами электронно-лучевой литографии и плазменного травления через алюминиевую маску из пленки тантала формировались наноструктуры в виде асимметричных колец диаметром 1 мкм и ширинами полуколец 160 и 350 нм. После формирования наноструктур Al маска удалялась.

Готовые наноструктуры имели  $RRR=4.5-6$  и критическую температуру, близкую к  $T_C$  исходной пленки, равную 4 К. Данные результаты говорят о высоком качестве наноструктур с преимущественным рассеиванием носителей на неоднородностях боковых поверхностей, образованных при вытравливании наиболее узких элементов шириной 160 и 350 нм.

В докладе будут представлены измерения вольт-амперных характеристик, магнитополевые зависимости критического тока и выпрямленного напряжения, а также эффекта Литгла-Паркса.

Таким образом, была развита технология и изготовлены наноструктуры из пленок монокристаллического Ta с минимальным латеральным размером  $\sim 100$  нм и  $RRR = 4.5-6$ . Высокое качество эпитаксиального интерфейса Ta - сапфир является условием малой концентрации двухуровневых состояний, которые приводят к избыточным шумам сверхпроводящих кубитов и других сверхпроводящих приборов. Создание монокристаллических сверхпроводящих наноструктур из тантала имеет большой потенциал применений для высокодобротных сверхпроводящих резонаторов, различных элементов периферии сверхпроводящих кубитов на чипах для квантовых вычислений, малошумящих нано-сквидов и однофотонных детекторов.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 075-00296-24-00.

## УСТРОЙСТВО ДЛЯ ВРАЩЕНИЯ ОБРАЗЦА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Яфарова А. Ф.<sup>1,2</sup>, Холин Д. И.<sup>1</sup>, Сосин С. С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, Москва, Россия,

<sup>2</sup>НИУ ВШЭ, Москва, Россия, [afyafarova@edu.hse.ru](mailto:afyafarova@edu.hse.ru)

Большинство магнитных систем проявляет анизотропные свойства. Для их изучения необходимо вращение образца, которое оптимально производить непосредственно в ходе эксперимента. Существующие конструкции [1,2] вращательных механизмов не всегда удается интегрировать в экспериментальную установку. В данной работе описано компактное устройство, расположенное внутри криостата непосредственно рядом с образцом в сильном магнитном поле.

Механизм (рис. 1) представляет собой шаговый двигатель, установленный на СВЧ-спектрометре X-диапазона с прямоугольным резонатором (4), предназначенном для работы в криостате с откачкой <sup>3</sup>He при температурах до 0.5 К. Статором служит сверхпроводящий соленоид криостата, а ротором является барабан из полиацетала со скрещенными медными катушками (1). При пропускании через скользящие контакты (2) и общий контакт на оси вращения постоянного тока нужной полярности в катушках поочередно возникает крутящий момент, вызывающий поворот барабана на 90°. Это вращение передается на образец с помощью системы шестерен, в последнюю из которых вставлена ось с монтажной площадкой (3), вращаемая с шагом 2°. Ток между катушками переключается модулем реле, который управляется программируемым контроллером Arduino UNO R3 через среду LabVIEW.

В процессе предварительного тестирования устройства обнаружилось, что при температурах ниже 1 К вращение приводит к значительному выделению тепла (~15 мДж на градус поворота) и перегреву экспериментальной ячейки, однако ее охлаждение до базовой температуры 0.5 К происходит за характерное время ~30 минут. Также были воспроизведены угловые зависимости анизотропных спектров магнитного резонанса хорошо изученного антиферромагнетика MnCO<sub>3</sub> [3], что подтверждает применимость устройства для дальнейших экспериментов с вращением образца.

Работа поддержана грантом РФФ 22-12-00259 (эксперимент) и грантом Научного фонда НИУ ВШЭ 24-00-011 (разработка системы управления устройством).

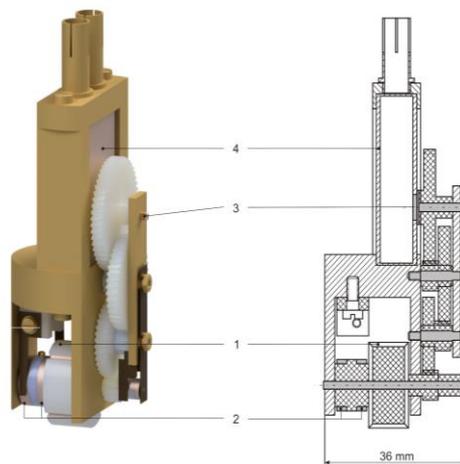


Рис. 1. Конструкция вращательного механизма на СВЧ-спектрометре (слева – внешний вид, справа – разрез): 1 – барабан и катушки, 2 – скользящие контакты, 3 – ось с монтажной площадкой для образца, 4 – резонатор. Для справки указан габаритный размер.

[1] A. Bhattacharya *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 3563 (1998).

[2] L.A. Yeoh *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 113905 (2010).

[3] A.S. Borovik-Romanov, *Sov. Phys. JETP* **9**, 539 (1959); A.S. Borovik-Romanov *et al.*, *ibid* **18**, 46 (1964).

## РЕАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕМЕНТОВ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ НЕЙРОМОРФНЫХ СИСТЕМ

Ионин А.С.<sup>1,2\*</sup>, Разоренов Ф. А.<sup>1,2</sup>, Егоров С.В.<sup>1</sup>, Карелина Л.Н.<sup>1</sup>, Шуравин Н.С.<sup>1</sup>,  
Тарасова И.Е.<sup>1,2</sup>, Больгинов В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук,  
Черноголовка, Московская обл., ул.Академика Осипьяна д.2, 142432, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

Искусственные нейронные сети (ANN), в последнее время, все в большем объеме внедряются в различные сферы. Ключевым элементом искусственных нейроморфных систем является нейрон, выполняющий функцию нормировки сигнала, наибольшей перспективностью и преобладающим использованием обладают две: нормировочная функция имеющая форму сигмоиды ( $\sigma$ -нейрон) и распределения гаусса ( $\gamma$ -нейрон). Увеличение объема массива данных, увеличение свободных параметров приводит к росту времени и росту затрачиваемых ресурсов при обучении сети, что в свою очередь подталкивает на изыскание новых вариантов реализации таких систем. Одним из таковых является идея реализации элементов нейроморфных систем на основе эффекта Джозефсона, наблюдающегося в сверхпроводящих системах. Сверхпроводящие интерферометры показывают большие, чем полупроводниковые структуры, частоты реализации нормирующих функций, а также могут быть реализованы в концепции адиабатических вычислений, что в свою очередь позволит на порядки сократить энергопотребление [1-2].

В данной работе представлены результаты реализации двух типов нейронов [5-6], предложенных ранее в работах [3-4]. Образцы являются многослойными тонкопленочными структурами, формирующие сверхпроводящие замкнутые контуры. Контур содержит один или два туннельных джозефсоновских контакта для  $\sigma$ - и  $\gamma$ -нейронов соответственно.

Для анализа передаточной функции  $\sigma$  и  $\gamma$ -нейронов были выведены алгебраические уравнения, описывающие взаимодействие образца с задающим и считывающим элементами. В ходе анализа была выявлена необходимость учета всех элементов матрицы индуктивности предложенной топологии. В связи с чем данная матрица была рассчитана, с помощью доступного программного обеспечения (3D\_MLSI и wxLL) [7]. В результате было продемонстрировано совпадение расчетных и измеренных характеристик.

### Литература

1. Soloviev Igor I., Klenov Nikolay V., Bakurskiy Sergey V., Kupriyanov Mikhail Yu., Gudkov Alexander L. and Sidorenko Anatoli S., «Beyond Moore's technologies: operation principles of a superconductor alternative» Beilstein // J. Nanotechnol. 2017, 8, 2689–2710. doi:10.3762/bjnano.8.269.
2. Bakurskiy S.V., Gudkov A.L., Klenov N.V., Kuznetsov A.V., Kupriyanov M.Yu. and Soloviev I.I. Progress in the Area of New Energy Efficient Basic Elements for Superconducting Electronics. ISSN 00271349, Moscow University Physics Bulletin, 2014, V. 69, N 4, P. 275–286. © Allerton Press, Inc., 2014.
3. Кленов Н.В., «Принципы построения сверхпроводниковых искусственных нейросетей» Материалы Международной научно-технической конференции, 20–24 ноября 2017 г.
4. Щеголев А.Е., Кленов Н.В, Соловьев И.И., Терешонок М.В. Адиабатические сверхпроводящие ячейки для энергоэффективных нейронных сетей // Журнал радиоэлектроники, ISSN 1684-1719, N9, 2016.
5. А. С. Ионин, Н. С. Шуравин, Л. Н. Карелина, А. Н. Россоленко, М. С. Сидельников, С. В. Егоров, В. И. Чичков, М. В. Чичков, М. В. Жданова, А. Е. Щеголев, В. В. Больгинов. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОТОТИПА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СИГМА-НЕЙРОНА ДЛЯ АДИАБАТИЧЕСКИХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ// ЖЭТФ, 2023, том 164, вып. 6 (12), стр. 1008–1021.
6. А. С. Ионин, Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, М. С. Сидельников, Ф. А. Разоренов, С. В. Егоров, В. В. Больгинов. Экспериментальное исследование передаточной функции прототипа сверхпроводящего гаусс-нейрона//Письма в ЖЭТФ, том 118, вып. 10, с. 761 – 768.
7. М.М. Kharaev, A. Kidiyarova-Shevchenko, P.E. Magnelind, M.Y. Kupriyanov. 3D-MLSI: software package for inductance calculation in multilayer superconducting integrated circuits // IEEE Trans. Appl. Supercond. V. 11(1). P. 1090–1093.

## РЕАЛИЗАЦИЯ АДИАБАТИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ ДЛЯ НЕЙРОМОРФНЫХ СИСТЕМ

Ионин А.С.<sup>1,2\*</sup>, Разоренов Ф. А.<sup>1,2</sup>, Егоров С.В.<sup>1</sup>, Карелина Л.Н.<sup>1</sup>, Шуравин Н.С.<sup>1</sup>,  
Сидельников М.С.<sup>1</sup>, Больгинов В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук,  
Черноголовка, Россия, sasha-ionin@mail.ru*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский  
университет), Долгопрудный, Россия*

Искусственные нейронные сети (ANN), в последнее время, активно внедряются в различные сферы деятельности. Ключевым элементом таких систем является нейрон, использующийся в качестве нормирующего нелинейного элемента. Наиболее полезными являются нормировочные функции, имеющие форму сигмоиды ( $\sigma$ -нейрон) и распределения Гаусса ( $\gamma$ -нейрон). Увеличение объема входных данных, а также увеличение числа нейронов в нейросети, приводит к росту времени и затрачиваемых ресурсов, необходимых для работы и обучения сети. Данный факт подталкивает к изысканию новых вариантов реализации таких систем. Одно из наиболее перспективных направлений - это использование элементов сверхпроводящей электроники на основе эффекта Джозефсона. Действительно, сверхпроводниковые логические элементы функционируют на сверхвысоких частотах при диссипации энергии порядка 1 аДж на одно переключение, что на 3 порядка меньше энергопотребления полупроводниковых аналогов. Использование концепции адиабатических вычислений, в свою очередь, позволяет сократить энергопотребление еще на 3 порядка величины [1, 2].

В данной работе представлены результаты реализации двух типов нейронов [3, 4], предложенных ранее в работе [5]. Образцы являются многослойными тонкопленочными структурами, содержащими сверхпроводящие замкнутые контуры. Контуры содержат один или два туннельных джозефсоновских контакта для  $\sigma$ - и  $\gamma$ -нейронов соответственно. Экспериментально измеренные передаточные функции содержат нелинейную (полезный сигнал) и линейную (паразитный сигнал) компоненты. Для анализа передаточных функций были получены алгебраические уравнения, учитывающие взаимодействие образца с задающим и считывающим элементами. Показано, что сверхпроводящий экран не обеспечивает полной независимости элементов нейрона, предполагавшейся в предыдущих работах. Это требует обобщения существующих теоретических моделей с целью учета всех компонент матрицы индуктивностей. В остальном, предложенные формулы хорошо описывают преобразование входного сигнала реализованными образцами.

### Литература

1. Soloviev I.I., Klenov N.V., Bakurskiy S.V. [et al.] // Beilstein Journal of Nanotechnology. – 2017. – Vol. 8. – P. 2689-2710.
2. Bakurskiy S.V., Gudkov A.L., Klenov N.V. [et al.] // Moscow University Physics Bulletin. – 2014. – Vol. 69. – № 4. – P. 275-286.
3. Ионин А.С., Шуравин Н.С., Карелина Л.Н. [и др.] // ЖЭТФ. – 2023. – Т. 164. – № 6(12). – С. 1008.
4. Ионин А.С., Карелина Л.Н., Шуравин Н.С. [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2023. – Т. 118. – № 10. – С. 761-768.
5. Щеголев А.Е., Кленов Н.В., Соловьев И.И. [и др.] // Журнал радиоэлектроники. – 2016. – № 9. – С. 1-13.

# ИНДУЦИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ КВАНТОВЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ РАЗЛИЧНОЙ ШИРИНЫ

Капустин А. А., Дорожкин С. И., Федоров И. Б.

Институт Физики Твёрдого Тела РАН, Черноголовка, Россия, kapustin@issp.ac.ru

В асимметричных квантовых ямах GaAs шириной 50 и 60 нм при помощи оригинальной емкостной методики [1] исследованы индуцированные магнитным полем квантовые фазовые переходы, происходящие в электронной системе, между двухслойными (2L) состояниями в нулевом магнитном поле и однослойными (1L) состояниями, возникающими при заполнении нижнего уровня Ландау. Критерием возникновения однослойного состояния является совпадение нормированных величин емкости  $\Delta C_{n,FG}$ ,  $\Delta C_{n,BG}$ , измеренных между электронной системой в квантовой яме и двумя затворами (задним, BG, и передним, FG), находящимися по разные стороны от нее [2] (см. нижнюю кривую на Рис.1(a)). В ямах обеих ширины однослойное состояние возникает около полных факторов заполнения  $\nu$  спиновых подуровней единица и двойка. В яме шириной 50 нм такое состояние сохраняется во всем диапазоне  $1 < \nu < 2$  (Рис.1(a)). В яме шириной 60 нм в этом диапазоне может наблюдаться дополнительный переход в двухслойное состояние, обусловленный возникновением несжимаемого состояния в слое с большей плотностью электронов на факторе заполнения  $\nu_{FL} = 1$  (см. Рис.1(b)). В результате в образцах с такой ямой при изменении магнитного поля наблюдается последовательность из нескольких фазовых переходов (Рис.1(b)). Работа выполнена при поддержке грантов РФФ 22-22-00753 (завершен) и 24-22-00312.

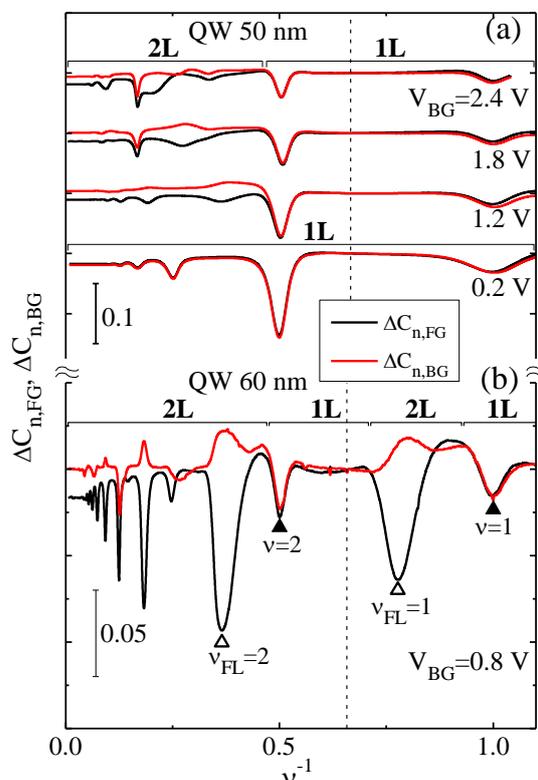


Рис. 1. Магнетоёмкости, нормированные на свою величину при факторе заполнения  $\nu = 3/2$  (его положение отмечено пунктирной линией). На панели (а) показаны результаты для квантовой ямы GaAs шириной 50 нм при разных затворных напряжениях  $V_{BG}$  (отмечены на рис.) и  $V_{FG} = 0V$ . При  $V_{BG} = 0.2 V$  в нулевом магнитном поле электронами заполнен единственный слой. На панели (б) показан результат для ямы шириной 60 нм при  $V_{FG} = -0.2V$ ,  $V_{BG} = 0.8V$ . Величина  $\nu^{-1}$ , отложенная по горизонтальной оси, пропорциональна магнитному полю.

## Литература

1. Dorozhkin S.I., Kapustin A.A., Fedorov I.B., Umansky V., von Klitzing K., Smet J.H. // J. Appl. Phys. – 2018. – V. 123. – № 8. – P. 084301-1 – 084301-5.
2. Dorozhkin S.I., Kapustin A.A., Fedorov I.B., Umansky V., Smet J.H. // Phys. Rev. B – 2020. – V. 102. – № 23. – P. 235307-1 – 235307-6.

# ПРИМЕНЕНИЕ DFT+DMFT ПОДХОДА К ИССЛЕДОВАНИЮ ОБМЕННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ПАРАМАГНИТНОЙ ФАЗЕ СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫХ СИСТЕМ

Катанин А. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический Институт, г. Долгопрудный, Россия,  
katanin@mail.ru

В докладе излагается метод вычисления обменных взаимодействий в рамках комбинации теории функционала плотности и динамической теории среднего поля (DFT + DMFT) в парамагнитной фазе. Используя восприимчивости, полученные в рамках лестничного подхода DMFT, вместе с результатом приближения случайных фаз для модели Гейзенберга, получены билинейные обменные взаимодействия. Рассмотренный метод позволяет также описать дисперсию спиновых волн при температурах  $T \sim T_c$ , согласующуюся с экспериментальными данными [1].

Указанный метод был применен к описанию магнитных свойств железа и никеля в пределе низких температур, для которых найдено обменное взаимодействие  $J_0 \approx 0,20$  eV и  $J_0 \approx 1.2$  eV соответственно [1]. Кроме того, метод был применен для описания магнитных свойств кобальта [2], для которого показано, что ГПУ-фаза обладает большей спиновой жесткостью, демонстрируя более сильную тенденцию к ферромагнетизму, что согласуется с экспериментальными данными. Соответственно, температура Кюри ГПУ фазы оказывается выше, чем у ГЦК фазы. Ожидается, что исчезновение магнитного порядка в ГЦК-фазе значительно ниже температуры Кюри кобальта повлияет на ее структурную стабильность и сделает эту фазу энергетически невыгодной вблизи экспериментальной температуры Кюри. Проанализированы также свойства полуметаллического ферромагнетика  $\text{CrO}_2$  [3]. Найдено, что 5-орбитальная модель представляется наиболее адекватной для описания магнитных свойств  $\text{CrO}_2$  в соответствии с недавними экспериментальными данными о фиксированной валентности хрома в этом соединении, определены обменные взаимодействия и константа спиновой жесткости.

Разработанный метод оказывается также применимым к низкоразмерным системам. В частности, исследованы свойства монослоя  $\text{Fe}_2\text{C}$  [4]. Установлено существование в этом соединении локальных магнитных моментов  $\mu = 3.2$   $\mu_B$ , характеризующихся достаточно большим временем жизни  $\tau \sim 350$  fs. Также вычислены параметры обменных взаимодействий с учетом электронных корреляций. Наибольшее обменное взаимодействие составляет 11 meV между следующими за ближайшими соседними атомами Fe выше (и ниже) углеродной плоскости и субведущее взаимодействие 6 meV между следующими за ближайшими соседними атомами поперек углеродной плоскости. Получена результирующая зависимость температур Берзинского-Костерлица-Таулесса (БКТ) и Кюри от магнитной анизотропии. Температура БКТ для  $\text{Fe}_2\text{C}$  составляет  $T_{\text{БКТ}} \approx 290$  K, что делает это соединение хорошим кандидатом на роль двумерного ферромагнетика с XY анизотропией.

## Литература

1. A. A. Katanin, A. S. Belozеров, A. I. Lichtenstein, M. I. Katsnelson // Phys. Rev. – 2023. – Т. 107. – С. 235118.
2. A. A. Katanin // Phys. Rev. B – 2023. – Т. 108. – С. 235170.
3. A. A. Katanin, <https://arxiv.org/abs/2309.06892>
4. E. M. Agapov, I. A. Kruglov, A. A. Katanin // 2D Mater. – 2024. – Т. 11. – С. 025001.

## СПИН-ЗАВИСЯЩИЕ СВЕРХПРОДЯЩИЕ КОРРЕЛЯЦИИ В КОМПОЗИТНЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МЕЗА-СТРУКТУРАХ

**Кислинский Ю. В., Овсянников Г. А., Константилян К. И., Петржик А. М.**  
*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
Москва, Россия, yulii@hitech.cplire.ru*

Обсуждаются экспериментальные результаты по электронным транспортным свойствам включая магнитно-полевые и сверхвысокочастотные характеристики границ раздела в тонкопленочных меза-структурах, изготовленных на основе купратного сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Для наблюдения эффекта Джозефсона в качестве второго сверхпроводящего электрода использовался двойной слой из Au/Nb [1], в котором тонкий «технологический» слой Au имел толщину значительно меньшую, чем длина свободного пробега в золоте. Для формирования композитных меза-структур в качестве функциональных прослоек между сверхпроводящими электродами использовались эпитаксиально выращенные ферромагнитные пленки легированного стронцием и кальцием манганита  $\text{LaMnO}_3$ , рутената  $\text{SrRuO}_3$  [2], а также пленки иридатов: парамагнитного сильно коррелированного металла  $\text{SrIrO}_3$  и антиферромагнитного изолятора  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  [3]. Иридаты являются материалами с сильным спин-орбитальным взаимодействием. В зависимости от кристаллографической ориентации базового электрода  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , определяемой подложкой  $\text{NdGaO}_3$ , выбора материалов пленок в прослойке, а также от толщин прослоек, механизмы, объясняющие наблюдаемый сверхпроводящий ток, оказываются различными. В случае прослойки из двух тонких пленок  $\text{SrRuO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  сверхпроводящий ток между двумя спин-синглетными сверхпроводниками  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и Au/Nb передавался за счет возникновения спин-триплетных сверхпроводящих корреляций в двухслойной ферромагнитной прослойке из-за неколлинеарности намагниченностей в рутенате и манганите. В меза-структурах с прослойкой из иридата стронция  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  определяющую роль играет спин-орбитальное взаимодействие в барьерной прослойке, а также характеристики интерфейса  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{Sr}_2\text{IrO}_4$ , проявляющиеся в появлении потенциального барьера в меза-структуре [4] и возникновении пика проводимости при нулевом смещении [3,5].

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-49-10006)

### Литература

1. Komissinskiy P.V., Ovsyannikov G.A., Constantinian K.Y., et al. // Phys. Rev. B. – 2008. - V. 78. - N2. - 024501.
2. Khaydukov Yu.N., Ovsyannikov G.A., Sheyerman A.E., et al. // Phys. Rev. B. – 2014. –V.90. – N3. - 035130.
3. Petrzhik A.M., Constantinian K.Y., Ovsyannikov G.A., et al. // Phys. Rev. B. – 2019. – V.100. - N2. - 024501.
4. Kislinskii Y.V., Constantinian K.Y., Moskal I.E., et al. // Russian Microelectronics. – 2023. – V.52. - Suppl. 1. - S53–S58.
5. Petrzhik A.M., Shadrin A.V., Kislinskii Yu.V., et al. // J. Surface Invest.: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2021. – N6. - P.1361–1364.

## МАГНЕТИЗМ И ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНОЙ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ ГЕЛИКОИДАЛЬНОГО МАГНЕТИКА $MnSi$ ДОПИРОВАННОГО Rh

Краснорусский В. Н.<sup>1</sup>, Боков А. В.<sup>1</sup>, Сканченко Д. О.<sup>1,2</sup>, Алтынбаев А. В.<sup>1,2,3</sup>,  
Алферьев И.<sup>3</sup>, Саламатин Д. А.<sup>1</sup>, Волкова З. Н.<sup>1,4</sup>, Геращенко А. П.<sup>1,4</sup>,  
Семенов А. В.<sup>1,5</sup>, Сидоров В. А.<sup>1</sup>, Бражкин В. В.<sup>1</sup>, Цвященко А. В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт Физики Высоких Давлений РАН, Россия, krasnorussky@mail.ru

<sup>2</sup>Петербургский Институт Ядерной Физики НИЦ «Курчатовский институт»,  
Гатчина, Россия

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup>Институт Физики Металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>5</sup>Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

В работе систематически исследованы магнитные свойства поликристаллических образцов твердых растворов замещения  $Mn_{1-x}Rh_xSi$  ( $x \leq 0.05$ ), синтезированных при высоком давлении и температуре в камере типа «тороид» в ИФВД РАН. Кристаллическая структура полученных образцов – кубическая B20 (пространственная группа  $P2_13$ ) без центра инверсии, как и у материнского  $MnSi$ . В таких структурах реализуется взаимодействие Дзялошинского-Мории (ДМ), которое приводит к образованию монокиральной геликоидальной магнитной структуры при температурах  $T < T_C$ . Таким монокиральным соединениям свойственно образование необычного упорядочения - А-фазы (топологически стабильной спин-вихревой структуры с волновым вектором  $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ , скирмионной решетки) вблизи  $T_C$ . В данной работе представлены результаты измерения намагниченности, полученные при  $2 \leq T \leq 300$  К в полях  $H \leq 90$  кЭ, спектры ЯМР  $^{29}Si$  и  $^{55}Mn$  ( $T = 4.2$  К,  $H = 0$ ) и малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН) (для  $x = 0.02$ ).

На основе особенностей полевых зависимостей производной  $dM/dH$  была восстановлена фазовая диаграмма следующих составов  $x = 0.0125, 0.02, 0.025, 0.05$ . Для состава  $x = 0.02$  фазовая диаграмма, полученная из  $dM/dH$ , была сопоставлена с результатами МУРН, определены параметры ДМ взаимодействия и спиновой жесткости. Значения указанных параметров согласуются с соответствующими параметрами при замещении Mn на Co или на Ir<sup>1</sup>. При этом наблюдается существенное увеличение области стабильности А-фазы для всех исследуемых составов, а также ее отрыв от фазовой границы начиная с  $x = 0.0125$ .

Помимо этого, было обнаружено, что замещение Mn ионами Rh с 4d незаполненной зоной, в отличие от допирования 3d и/или 5d металлами, приводит к образованию дополнительной магнитной фазы, характеризующейся высокотемпературным обменом с  $T \sim 200$  К для составов начиная с  $x \geq 0.025$ . Данная высокотемпературная фаза характеризуется наличием высокочастотного ЯМР сигнала на ядрах  $^{55}Mn$  с частотами  $\sim 180$  и  $310$  МГц, что соответствует магнитному моменту  $\sim 1.3$  и  $2.2$   $\mu_B / Mn$ . Отметим, что этот высокочастотный сигнал является дополнительным к основному низкочастотному, характерному для геликоидальной структуры и наблюдавшемуся прежде<sup>2</sup> на чистом  $MnSi$ . Для состава  $x = 0.0125$  он виден при  $\sim 50$  МГц, что соответствует  $\sim 0.31$   $\mu_B / Mn$ .

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 22-12-00008.

### Литература

1. Dhital C., DeBeer-Schmitt L., Zhang Q., et al. // Phys.Rev.B. – 2017. – V. 96. – P. 214425.
2. Motoya K., Yasuoka H., Nakamura Y., Wernick J.H. // Sol.St.Comm. – 1976. – V.19.– P.529.

# МАГНИТНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЁТКЕ $Rb_{1-x}K_xFe(MoO_4)_2$

Крастилевский И. А.<sup>1,2</sup>, Глазков В. Н.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> НИУ ВШЭ, Москва, Россия, iakrastilevskiy@edu.hse.ru

<sup>2</sup> ИФП им. П. Л. Капицы РАН, Москва, Россия

Соединение  $RbFe(MoO_4)_2$  является типичным примером антиферромагнетика на треугольной решётке. Структура его магнитных фаз хорошо известна [1,2], в магнитном поле, близком к  $1/3$  поля насыщения наблюдается фаза «плато намагниченности» с  $M=M_{sat}/3$ . В этой фазе реализуется коллинеарный порядок типа “UUD”, стабилизируемый тепловыми и квантовыми флуктуациями. Вносимый примесями беспорядок, наоборот, стабилизирует неколлинеарные состояния [3]. Поэтому можно ожидать, что при некоторых концентрациях примесей фаза “UUD” будет подавлена при низких температурах, но будет восстанавливаться при нагреве [3,4].

Для исследования магнитной фазовой диаграммы  $Rb_{1-x}K_xFe(MoO_4)_2$  при  $T=0.4\dots 5$  К и  $B=0\dots 10$  Тл использовались измерения поперечного магнитного момента. Использовались образцы из работы [4]. Обнаружены характерные изменения отклика магнитометра при переходе в “UUD” фазу (Рис. 1). В чистом ( $x=0$ ) соединении чёткие изломы кривой отклика наблюдаются вплоть до самой низкой температуры 400 мК. Положения изломов хорошо согласуются с известными границами магнитных фаз [1,2]. В образцах с примесью наблюдаются аналогичные особенности, но фазовые переходы оказываются несколько размыты. В образце с  $x=15\%$  кривая отклика демонстрирует два излома при температурах  $2\dots 3$  К, указывая на сохранение “UUD” фазы. Однако ниже примерно 1.5 К на кривой отклика остаётся единственный излом, что соответствует исчезновению фазы «плато намагниченности». Таким образом удаётся проследить изменение фазовой диаграммы при введении примеси и подтвердить предсказание теории [3]. Работа была поддержана грантом РФФ 22-12-00259 (эксперимент) и грантом Научного фонда НИУ ВШЭ 24-00-011 (обработка данных).

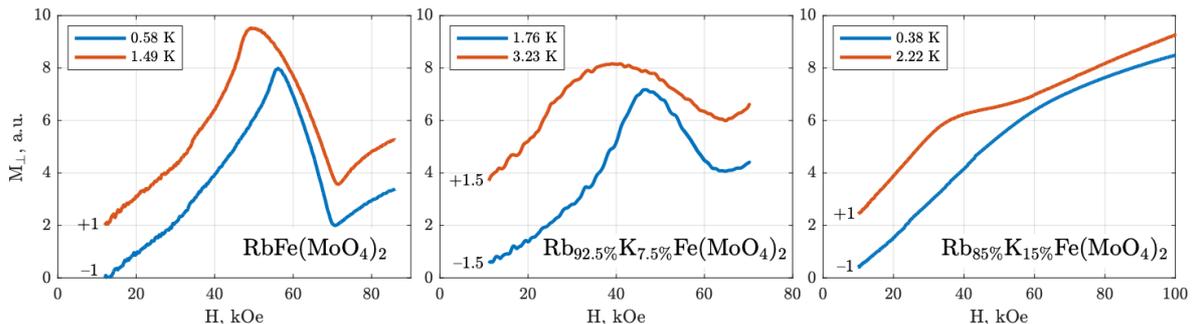


Рис.1 Кривые отклика магнитометра поперечной намагниченности (сигнал пропорционален поперечной намагниченности) для образцов  $Rb_{1-x}K_xFe(MoO_4)_2$  ( $x=0, 7.5\%, 15\%$ ). Кривые сдвинуты для наглядности как указано на рисунке.

## Литература

1. J.White et al.// Phys.Rev B **88**, 060409(R) (2013)
2. A.I.Smirnov et al.// Phys. Rev B **75**, 134412 (2007)
3. V.S.Maryasin and M.E.Zhitomirsky// Phys. Rev. Lett. **111**, 247201 (2013)
4. A.I.Smirnov et al.// Phys. Rev. Lett. **119**, 047204 (2017)

# НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТРАНСПОРТ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ТЕЛЛУРИДОВ ВИСМУТА-СУРЬМЫ С МЫШЬЯКОМ, МЕДЬЮ И ОЛОВОМ

Кульбачинский В.А.<sup>1</sup>, Апрелева А.С.<sup>1</sup>, Кытин В.Г.<sup>1</sup>, Кошелев А.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Кафедра физики низких температур и сверхпроводимости, Физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия,

*kulb@mig.phys.msu.ru*

<sup>2</sup>Институт экспериментальной минералогии РАН, 142432, Черноголовка, Россия

Полупроводники  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  являются топологическими изоляторами [1].  $\text{As}_2\text{Te}_3$  под давлением также является топологическим изолятором [2].  $\text{As}_2\text{Te}_3$  существует в нескольких аллотропных модификациях:  $\alpha$ ,  $\beta$ - $\text{As}_2\text{Te}_3$  и  $\beta'$ . Метастабильный  $\beta$ - $\text{As}_2\text{Te}_3$  изоструктурен слоистому  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и известен как хороший термоэлектрик около 400 К.

Нами исследованы температурные зависимости сопротивления, термоэдс и теплопроводность твердых растворов монокристаллов  $\text{Bi}_{2-x}\text{As}_x\text{Te}_3$  ( $0 < x < 0.034$ ),  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Te}_3$  ( $0 < x < 0.1$ ) и  $\text{Sb}_{2-x}\text{Sn}_x\text{Te}_3$  ( $0 < x < 0.0075$ ) в интервале температур  $4,2 < T < 330$  К и магнетосопротивление при 4,2 К. Элементный состав образца определялся с помощью метода рентгеноспектрального микроанализа (РСМА) на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) TESCAN Vega II XMU с энергодисперсионной системой микроанализа INCA Energy 450/XT (20 kV). Анализ состава образцов проводился на полированных оксидных пашках, в которых находились образцы. Во всех образцах  $\text{Bi}_{2-x}\text{As}_x\text{Te}_3$  до  $x=0,028$  при понижении температуры вначале наблюдается металлический ход сопротивления  $R(T)$ , причем в интервале температур  $150 < T < 330$  К зависимость степенная с показателем степени  $m \approx 2,0$ , который не изменяется при изменении концентрации мышьяка. При низких температурах  $T < 20$  К сопротивление насыщается. Замещение  $\text{Bi}$  на  $\text{As}$  в монокристаллах  $\text{Bi}_{2-x}\text{As}_x\text{Te}_3$  понижает исходную концентрацию дырок и электрическую проводимость, то есть мышьяк действует как донор. При максимальном содержании  $\text{As}$   $x=0,034$  исходная высокая концентрация дырок компенсируется и наблюдается возрастание  $R(T)$  с понижением температуры. Коэффициент Зеебека  $S$  положителен в  $\text{Bi}_{2-x}\text{As}_x\text{Te}_3$ , что соответствует  $p$ -типу проводимости, и  $S$  существенно возрастает при замещении  $\text{Bi}$  на  $\text{As}$ . Теплопроводность при увеличении количества  $\text{As}$  при комнатной  $T$  незначительно возрастает, оставаясь, тем не менее, меньше 3 Вт/м·К. Безразмерная термоэлектрическая эффективность  $ZT$  достигает величины 0,7, причем максимум ее смещается от комнатной  $T$  к температуре  $T \approx 250$  К при увеличении содержания мышьяка в твердых растворах  $\text{Bi}_{2-x}\text{As}_x\text{Te}_3$ .

Для всех образцов  $\text{Sb}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Te}_3$  сопротивление  $R$  уменьшается с понижением температуры и насыщается при низких температурах. В интервале температур 100–300 К зависимость  $R(T)$  подчиняется степенному закону с показателем степени  $m \approx 1,2$ . Показатель степени практически не изменяется при легировании  $\text{Cu}$  до максимальных изученных концентраций. Для легирования оловом в монокристаллах  $\text{Sb}_{2-x}\text{Sn}_x\text{Te}_3$  с увеличением содержания олова показатель степени уменьшается от  $m=1,2$  до  $m=0,6$  при  $x=0,0075$ .

## Литература

1. Zhang H., Liu C.-X., Qi X.-L. et. al. // Nature Physics.– 2009.– V.5. P. – 438-442.
2. Lora da Silva E., A. Leonardo, Tao Yang, et.al. // Phys. Rev. B.– 2021.– V.104. P. – 024103.

# НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ АКТИВАЦИЯ ФОНОНОВ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

Кузенко Д. В.

ФГБНУ «Научно-исследовательский институт «Реактивэлектрон», Донецк, РФ  
danil.kuzenko.84@yandex.ru

На основе установленного температурно-активационного механизма температурной зависимости диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(T)$  сегнетоэлектриков [1] проведен анализ зависимостей  $\varepsilon(T)$  при низких температурах (5-300 К) для виртуальных сегнетоэлектриков  $\text{KTaO}_3$ ,  $\text{SrTiO}_3$  [2] и твердого раствора на их основе  $(\text{SrTiO}_3)_{0.85}\text{-(KTaO}_3)_{0.15}$  [3]. Из этого определены участки зависимости  $\varepsilon(T)$  где выполняется уравнение  $\varepsilon(T) = a \cdot \exp(U/kT)$ . Также установлено наличие зависимости  $a(U) = b \cdot U^{-c}$  для  $\text{KTaO}_3$  и  $\text{SrTiO}_3$  ( $a$ ,  $b$ ,  $c$  – коэффициенты;  $U$  – энергия активации, эВ;  $k$  – постоянная Больцмана, эВ/К;  $T$  – температура, К) (Рис.1). Отмечено отличие зависимости  $a(U)$  от зависимости полученной ранее для сегнетоэлектрика  $\text{Pb(Zr,Ti)O}_3$  при  $T > 300$  К которая имела вид  $a(U) = b \cdot \exp(c \cdot U)$  [4].

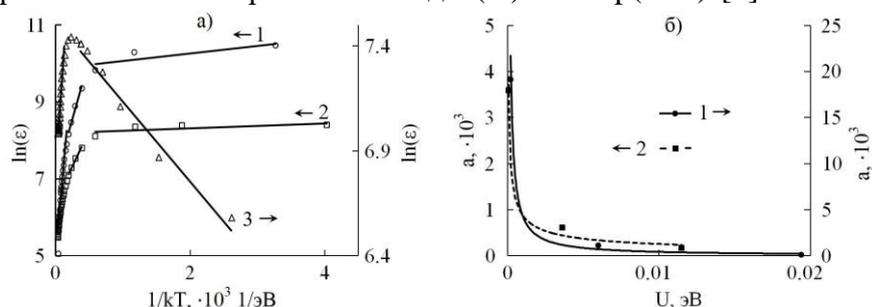


Рис.1 Зависимости  $\ln(\varepsilon)/kT$  а),  $a(U)$  б) для  $\text{SrTiO}_3$  (1),  $\text{KTaO}_3$  (2),  $(\text{SrTiO}_3)_{0.85}\text{-(KTaO}_3)_{0.15}$  (3).

Предполагается, что такая температурная зависимость диэлектрической проницаемости в сегнетоэлектриках при низких температурах обусловлена температурной активацией фононов и процессом фонон-фононных взаимодействий. Это может приводить к взаимному влиянию процессов, которые обуславливают наличие температуры Дебая  $T_D$  и температуры Кюри  $T_C$ . В рамках этого подхода может найти объяснение максимум на температурной зависимости диэлектрической проницаемости при  $T = 50$  К для  $(\text{SrTiO}_3)_{0.85}\text{-(KTaO}_3)_{0.15}$  (Рис. 1а), обусловленный проявлением мягкой сегнетоэлектрической моды, которая была подавлена низкотемпературными квантовыми флуктуациями в  $\text{SrTiO}_3$  и  $\text{KTaO}_3$  при  $T < 50$  К. Но, уже при  $T > 50$  К энергии активации диэлектрической проницаемости для трех составов имеют близкие значения:  $U = 0.01$  эВ. Это может быть обусловлено возбуждением всех мод нормальных колебаний кристаллической решетки, т.е. имеет место совпадение температуры Кюри  $T_C$  и температуры Дебая  $T_D$  для  $(\text{SrTiO}_3)_{0.85}\text{-(KTaO}_3)_{0.15}$ .

Работа выполнена в рамках исследования «Активационные механизмы фазовых переходов в сегнетоэлектрических материалах» (FRRZ-2023-0001).

## Литература

1. Kuzenko D.V. // J. Adv. Dielectrics. – 2022. – Vol. 12. – No 3. – Art. No. 2250010.
2. Fujishita H., Kitazawa S., Saito M. et al. // J. Phys. Soc. Japan. – 2016. – Vol. 85. – No 7. – Art. No. 074703.
3. Трепаков В.А., Вихнин В.С., Сырников П.П. и др. // ФТТ. – 1997. – Т. 39. – № 11. – С. 2040-2045.
4. Кузенко Д.В. // Вестник ДонНУ. Сер. А: Естественные науки. – 2022. – № 4. – С. 15-26.

# ТУННЕЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ СЕМЕЙСТВА 122-Se: ПРЯМОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА

Кузьмичева Т.Е.<sup>1</sup>, Кузьмичев С.А.<sup>2,1</sup>, Ильина А.Д.<sup>2,3</sup>, Никитченков И.А.<sup>1,2</sup>, Шилов А.И.<sup>1</sup>, Рахманов Е.О.<sup>4,1</sup>, Морозов И.В.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия,  
kuzmichevate@lebedev.ru

<sup>2</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия,

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

<sup>4</sup>Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Железосодержащие халькогениды  $AFe_2Se_2$  ( $A$  — щелочной металл) семейства 122-Se демонстрируют естественное фазовое расслоение: основной объем монокристалла занимает диэлектрическая фаза со структурой 245, на границах которой растет сверхпроводящая (СП) фаза типа 122. Эти удивительные соединения до сих пор остаются малоизученными: из-за наличия щелочного металла монокристаллы 122-Se быстро деградируют в присутствии даже следовых количеств воды и кислорода, поэтому весь экспериментальный процесс необходимо проводить в защитной атмосфере. На поверхности Ферми, в отличие от железосодержащих сверхпроводников других семейств, присутствуют только электронные цилиндры в М-точке зоны Бриллюэна, на которых ниже  $T_c$  ожидается открытие СП щели.

Нами исследована структура СП параметра порядка монокристаллов номинальных составов  $K_{0.8}Na_{0.2}Fe_{1.6}Se_2$  и  $K_{0.7}Fe_{1.7}(Se_{0.75}S_{0.25})_2$  с  $T_c \approx 27\text{--}32$  К и  $24\text{--}26$  К, соответственно. С помощью техники «break-junction» [1] в образцах возможно получение планарных SIS и SnS-наноконтактов ( $S$  — сверхпроводник,  $n$  — тонкий нормальный металл,  $I$  — изолятор). В SnS-контактах с некогерентным транспортом наблюдался эффект многократных андреевских отражений (IMARE), вызывающий избыточный ток на  $I(V)$ -характеристике при любых смещениях  $eV$ , повышенную динамическую проводимость  $dI/dV$  при  $eV \rightarrow 0$ , а также серию щелевых особенностей при  $eV_n = 2\Delta(0)/n$ ,  $n = 1, 2, \dots$ , положение которых напрямую определяет величину СП щели при любых температурах вплоть до  $T_c$  [2].

В обоих соединениях методами IMARE-спектроскопии установлена однощелевая сверхпроводимость и напрямую определена величина СП щели [3]. Характеристические отношения  $\gamma \equiv 2\Delta_i(0)/k_B T_c \approx 3.8\text{--}4.2 > 3.5$ , что указывает на сильную связь в электронных зонах, примерно одинаковы для двух составов. Показано, что величины  $\gamma$  воспроизводятся, не зависят от параметров контакта и его сопротивления и соответствуют объемной СП щели. Напрямую определенные температурные зависимости СП щели  $\Delta(T)$  имеет БКШ-образный вид. Показано, что с использованием экспериментальных  $\gamma$  и  $\Delta(T)$  возможно описать температурные зависимости критического джозефсоновского тока  $I_c(T)$ , избыточного андреевского тока  $I_{exc}(T)$  при  $eV \gg 2\Delta(0)$  и андреевской проводимости  $G_{ZBC}^A(T)$  при  $eV = 0$ .

## Литература

1. Кузьмичев С.А., Кузьмичева Т.Е. // ФНТ. – 2016. – № 11. С. – 1284–1310.
2. Kümmel R., Günsenheimer U., Nikolsky R. // Phys. Rev. B. – 1990. – V. 42. – p. 3992.
3. Ильина А.Д., Михайлов В.М., Никитченков И.А., Морозов И.В., Шилов А.И., Рахманов Е.О., Кузьмичев С.А., Кузьмичева Т.Е. // КСФ. – 2023. – V. 50. – № 12. – p. 545–551.

# СТРУКТУРА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА ПНИКТИДОВ $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ СЕМЕЙСТВА 1144 ПО ДАННЫМ ТУННЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПЛАНАРНЫХ КОНТАКТОВ НА МИКРОТРЕЩИНЕ

Кузьмичев С.А.<sup>1,2</sup>, Кузьмичева Т.Е.<sup>2</sup>, Перваков К.С.<sup>2</sup>, Власенко В.А.<sup>2</sup>, Ильина А.Д.<sup>2,3</sup>, Никитченков И.А.<sup>1,2</sup>, Медведев А.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия,  
kuzmichev@mig.phys.msu.ru

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

Пниктиды  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$  (семейство 1144) полностью немагнитны и сверхпроводят в стехиометрическом составе ниже  $T_c \approx 36$  К. С помощью техники «break-junction» [1] в образцах создавались планарные SIS и SnS-наноконтакты (S — сверхпроводник, n — тонкий нормальный металл, I — изолятор). В SnS-контактах с некогерентным транспортом наблюдался эффект многократных андреевских отражений (IMARE), вызывающий избыточный ток на  $I(V)$ -характеристике при любых смещениях  $eV$ , повышенную динамическую проводимость  $dI/dV$  при  $eV \rightarrow 0$ , а также серии щелевых особенностей при  $eV_n = 2\Delta_i(0)/n$ ,  $n = 1, 2, \dots$ , положение которых напрямую определяет величины сверхпроводящих (СП) параметров порядка при любых температурах вплоть до  $T_c$  [2].

Методами IMARE-спектроскопии установлена многощелевая сверхпроводимость  $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$  и напрямую определены величины трех СП параметров порядка  $\Delta_L^{\text{out}}(0)$ ,  $\Delta_L^{\text{in}}(0)$ ,  $\Delta_S(0)$  с характеристическими отношениями  $r_i \approx 5.5, 3.7, 1.5$ , соответственно ( $r_i \equiv 2\Delta_i(0)/k_B T_c$ ). Показано, что величины  $r_i$  воспроизводятся, не зависят от геометрических размеров контакта и его сопротивления и соответствуют объемным СП параметрам порядка. Полученные значения  $r_i$  также близки к таковым для родственного соединения  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ , исследованного нами ранее [3].

Напрямую определенные температурные зависимости СП щелей  $\Delta_i(T)$  типичны для случая умеренного межзонного взаимодействия в  $k$ -пространстве. Зависимости  $\Delta_L^{\text{out},\text{in}}(T)$  схожи друг с другом (отношение  $\Delta_L^{\text{out}}/\Delta_L^{\text{in}}$  практически не меняется с температурой), что позволяет, предположительно, отнести эти СП параметры порядка к единому, анизотропному СП конденсату. Малая СП щель с температурой закрывается чуть быстрее, что характерно для «слабого» конденсата в многощелевом сверхпроводнике.

Показано, что с использованием экспериментальных  $\Delta_i(T)$  возможно описать температурную зависимость критического джозефсоновского тока  $I_c(T)$  в рамках многозонного подхода на основе формулы Амбегаокара-Баратова.

## Литература

1. Кузьмичев С.А., Кузьмичева Т.Е. // ФНТ. – 2016. – № 11. С. – 1284–1310.
2. Kümmel R., Gunsenheimer U., Nikolsky R. // Phys. Rev. B. – 1990. – V. 42. – p. 3992.
3. Kuzmicheva T., Pervakov K., Vlasenko V., Degtyarenko A., Kuzmichev S. // J. Supercond. Novel Magn. – 2024. – V. 37. – № 2. – p. 379–388.

## НЕРАВНОВЕСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МНОГОТЕРМИНАЛЬНЫХ ПЛАНАРНЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ SNS НАНОСТРУКТУРАХ.

Лакунов И. С.<sup>1</sup>, Нажесткин И. А.<sup>2</sup>, Клишев Д.А.<sup>2</sup>, Шишкин А.Г.<sup>2</sup>, Егоров С.В.<sup>1</sup>,  
Батов И.Е.<sup>1</sup>, Хан Э.Р.<sup>3</sup>, Голикова Т.Е.<sup>1</sup>, Рязанов В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФТТ РАН, г. Черноголовка, Россия, [lakunov.ivan@issp.ac.ru](mailto:lakunov.ivan@issp.ac.ru); [egorovser@gmail.com](mailto:egorovser@gmail.com);  
[batov@issp.ac.ru](mailto:batov@issp.ac.ru); [golt2@list.ru](mailto:golt2@list.ru); [ryazanov@issp.ac.ru](mailto:ryazanov@issp.ac.ru)

<sup>2</sup>МФТИ, г. Долгопрудный, Россия, [nazhestkin@phystech.edu](mailto:nazhestkin@phystech.edu); [Andrey\\_shishkin@mail.ru](mailto:Andrey_shishkin@mail.ru);  
[klishev.da@gmail.com](mailto:klishev.da@gmail.com)

<sup>3</sup>ВШЭ, Международная лаборатория физики конденсированного состояния,  
г. Москва, Россия, [knyazhnaemma@gmail.com](mailto:knyazhnaemma@gmail.com)

В работе исследованы неравновесные эффекты в планарных многотерминальных джозефсоновских SNS наноструктурах с Al в качестве сверхпроводника (S) и Cu в качестве нормального металла (N). При помощи локальных и нелокальных схем выполнены измерения при низких температурах и в приложенном магнитном поле. Исследуемые структуры были изготовлены с помощью электронной литографии на двойном резисте и последующего теневого напыления в виде планарных джозефсоновских SNS-мостиков с несколькими нормальными электродами (инжекторами и детекторами), присоединенными к S-берегам SNS контакта, которые позволяют реализовывать различные схемы подключения по аналогии с [1,2]. Структуры демонстрировали при низких температурах вольт-амперные характеристики с гистерезисом, связанным с электронным перегревом центральной N-части [3,4]. Был исследован нелокальный сверхпроводящий ток, возникающий на джозефсоновском SNS переходе, а также напряжение  $V_{ns}$  между N и S электродами, расположенными напротив друг друга вблизи перехода, которое появляется в резистивном состоянии джозефсоновской наноструктуры. Полученные экспериментальные результаты согласуются с теоретическими расчетами.

### Литература

1. Golikova T.E., Wolf M.J., Beckmann D. et al. // *Phys. Rev. B* -2014.-89.-104507
2. Лакунов И.С., Егоров С.В., Муханова Е.Д. et al, // *Письма в ЖЭТФ.* – 2023. – Т. 118. – вып.9 – С. 656-663.
3. H. Courtois et al, // *Phys. Rev. Lett.* 2008, Vol 101, 067002
4. Chiodi F., Aprili M., Reulet B. // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 103. P. 177002.

## МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СКИРМИОНОПОДОБНЫХ СТРУКТУР

**Мамин Р. Ф.<sup>1</sup>, Шапошникова Т.С.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН,  
Казань, Россия, E-mail: tamin@kfti.knc.ru*

Материалы с магнитоэлектрическими свойствами привлекают всеобщее внимание из-за их потенциального использования в различных устройствах. Получены новые материалы с интересными магнитоэлектрическими характеристиками для практического применения. Следует отметить, что эти свойства часто наблюдаются в мультиферроиках [1, 2]. В данной работе в рамках феноменологической модели рассмотрена возможность магнитоэлектрического эффекта в системах с неоднородным магнитным упорядочением. Возможность возникновения магнитоэлектрического эффекта в таких системах обусловлена взаимодействием Дзялошинского-Мории [3, 4]. В работе рассмотрено возникновение электрической поляризации в 2D скирмионах и в 3D скирмионоподобных структурах при воздействии внешнего магнитного поля. Неоднородное распределение намагниченности приводит к неоднородной электрической поляризации. Результат воздействия магнитного поля на магнитную подсистему приводит к изменению электрической поляризации, и в результате возникает магнитоэлектрический отклик. Конкретный вид выражений для электрической поляризации и магнитоэлектрического отклика определяется неоднородным распределением намагниченности в областях локализации скирмионов. Магнитоэлектрический отклик наблюдается при различных направлениях внешнего магнитного поля и зависит от направления магнитного поля. Также в работе рассмотрено возникновение электрической поляризации и магнитоэлектрического эффекта в трехмерных магнитных частицах со скирмионоподобными неоднородными магнитными областями, которые находятся в парамагнитной матрице. Магнитоэлектрический отклик наблюдается только при определенных направлениях внешнего магнитного поля и зависит от вида магнитной неоднородности.

### Литература

1. Fiebig M., Lottermoser T., Meier D., Trassin M. // *Nat. Rev. Mater.* – 2016. – V. 1. – P. 16046.
2. Spaldin N.A., Ramesh R. // *Nat. Mater.* – 2019. – V. 18. – P. 203.
3. Дзялошинский И.Е. // *ЖЭТФ.* – 1959. – V. 37. – №3(9). – P. 881-882.
4. Morya T. // *Phys. Rev.* – 1960. – V. 120. – P. 91-98.

## DFT ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГЕТЕРОСТРУКТУР ФЕРРОМАГНЕТИК/СЕГНТОЭЛЕКТРИК

**Мамин Р. Ф.<sup>1</sup>, Евсеев К. В.<sup>1,2</sup>, Гумарова И. И.<sup>1,2</sup>, Камашев А. А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН,  
Казань, Россия, E-mail: mamin@kfti.knc.ru*

<sup>2</sup>*Казанский (Приволжский) федеральный университет,  
Казань, Россия, E-mail: ekv97@mail.ru*

Исследования гетероструктур ферромагнетик/сегнетоэлектрик интересно для различных приложений, так как в них может наблюдаться манитоэлектрический эффект. В частности, было показано, что сверхгибкие мультиферроидные гетероструктуры на основе железа (Fe)/BaTiO<sub>3</sub> (ВТО), демонстрируют идеальную кристалличность и гетероэпитаксиальный рост [1]. В настоящей работе с помощью расчетов на основе теории функционала плотности (DFT - density functional theory) были исследованы пленочные гетероструктуры Fe/BaTiO<sub>3</sub>, Fe/SrTiO<sub>3</sub>, Co/BaTiO<sub>3</sub>, Co/SrTiO<sub>3</sub>. Выбор перечисленных компонентов гетероструктуры мотивирован тем, что Fe и BaTiO<sub>3</sub> являются двумя «классическими» материалами, обладающими хорошо известными магнитными и сегнетоэлектрическими свойствами. Кроме того, бсс Fe и перовскитная структура BaTiO<sub>3</sub> имеют очень хорошее совпадение постоянных решеток (рассогласование составляет около 1.4%), что позволяет проводить послойный эпитаксиальный рост мультислоев Fe и BaTiO<sub>3</sub> без существенного влияния дислокаций несоответствия. Это также позволяет производить моделирование гетероструктуры с хорошей сходимостью расчетов. Поскольку гетероструктура Fe/ВТО была исследована ранее, в нашей работе мы приводим сравнение с аналогичными соединениями: ферромагнитным Co и квантовым параэлектриком SrTiO<sub>3</sub>, в котором сегнетоэлектрический фазовый переход подавлен квантовыми флуктуациями [2].

Таким образом в нашей работе были исследованы структурные, электронные и магнитные свойства гетероструктур ферромагнетик/сегнетоэлектрик на примере Fe/BaTiO<sub>3</sub>, Fe/SrTiO<sub>3</sub>, Co/BaTiO<sub>3</sub>, Co/SrTiO<sub>3</sub>. Было получено, что структурные свойства зависят прежде всего от типа «подложки» - сегнетоэлектрической BaTiO<sub>3</sub> или параэлектрической SrTiO<sub>3</sub>, используемой в гетероструктуре.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-72-10178.

### Литература

1. Lu N., Zhang P., Zhang Q. et al. // Nature – 2017. – V. 546. – P. 124.
2. Muller K.A., Burkard H. // Phys. Rev. – 1979. – V. 19. – P. 3593-3602.

# COLLECTIVE NATURE OF LOW-TEMPERATURE CONDUCTION, PHOTO-CONDUCTION AND CHARGE DENSITY WAVE PINNING IN ORTHORHOMBIC TaS<sub>3</sub>

Minakova V. E.<sup>1</sup>, Zaitsev-Zotov S. V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow, Russia, mina\_cplire@mail.ru*

<sup>2</sup>*Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow, Russia, SerZZ@cplire.ru*

This work summarizes the results of a series of works [1-5] devoted to the study of low-temperature conduction and photoconduction of the Peierls conductor *o*-TaS<sub>3</sub>. The tools we used for changing the relationship between the single-particle and collective components of low-temperature conduction and photoconduction in *o*-TaS<sub>3</sub> – illumination and uniaxial stretching of the sample – allowed us to separate the single-particle and collective contributions to these quantities. Based on the analysis of the data obtained, we came to the following conclusions:

1. The nature of the conduction of *o*-TaS<sub>3</sub> at high ( $100 \lesssim T \lesssim 220$  K) and low ( $T \lesssim 80$  K) temperatures is different due to the difference in the nature of the dominant current carriers. In the high-temperature region, conduction is due to single-particle carriers (quasiparticles), and in the low-temperature region, the contribution of collective excitations (solitons) predominates. Illumination allows a significant increase in conduction due to photoconduction arising from nonequilibrium quasiparticles excited by light.

2. The reasons for the change in the nature of photoconduction at high ( $60 \lesssim T \lesssim 77$  K) and low ( $T \lesssim 45$  K) temperatures are similar: it occurs due to a change in the type of the dominant current carriers from single-particle to collective. The collective contribution to low-temperature photoconduction is usually not noticeable but can be significantly enhanced by stretching the sample. The increase in the concentration of nonequilibrium collective carriers (solitons) is caused by the fact that stretching increases the deviation of the CDW wave vector [6] from fourfold commensurability.

3. The charge density wave (CDW) pinning dimensionality (determined by the discovered analogy between the effects of stretching and illumination on the conduction of *o*-TaS<sub>3</sub>) also changes dramatically with temperature:

1) As the temperature decreases in the range  $40 \text{ K} \lesssim T \lesssim 60 \text{ K}$ , a transition from three-dimensional (3D) to one-dimensional (1D) CDW pinning is observed for samples that were initially in a state with 3D pinning.

2) At low temperatures  $T \lesssim 40 \text{ K}$ , 1D pinning is observed for all samples.

The effect of the decrease in the CDW pinning dimensionality with decreasing temperature is associated with a change in the screening conditions of electric fields arising during CDW deformation due to a change in the type of the main screening current carriers from single-particle to collective carriers.

## Литература

1. Zaitsev-Zotov S.V., Minakova V.E. // Pis'ma v ZhETP. – 2004. – V. 79. – С. 550-554.
2. Zaitsev-Zotov S.V., Minakova V.E. // Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 97. – С. 266404-1 - 266404-4.
3. Zaitsev-Zotov S.V., Minakova V.E. // J. Phys. IV. – 2005. – V. 131. – С. 95-100.
4. Minakova V.E., Taldenkov A. N., Zaitsev-Zotov S.V.// JETP Letters. – 2019. – V. 110. – С. 200-205.
5. Minakova V.E., Zaitsev-Zotov // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 12.
6. Zybtshev S.G., Pokrovskii V.Ya. // Physica B. – 2015. – V. 460. – С. 34 - 38.

# ЗАВИСИМОСТИ ПОРОГОВОГО ПОЛЯ ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ ОТ АМПЛИТУД ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Никитин М.В., Покровский В.Я., Кай Д.А., Зыбцев С.Г.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
г. Москва, Россия, [nikitin@cplire.ru](mailto:nikitin@cplire.ru)

Работа относится к области изучения динамики волн зарядовой плотности (ВЗП). Известно, что в ряде квазиодномерных проводников наблюдаются электро-механические эффекты, связанные с взаимным влиянием деформаций ВЗП и решётки кристалла друг на друга. К их числу относятся снижение упругих модулей кристалла при депиннинге ВЗП [1], деформация кристалла под действием деформации ВЗП, вызванной электрическим полем [2,3], вибрация образцов при скольжении ВЗП [4]. Особым образом на динамику ВЗП воздействует периодическая деформация образца: обнаружено, что ВЧ механические колебания образца приводят к особенностям на ВАХ, имеющими вид ступенек Шапиро [5]. Анализ данных «механических» ступенек Шапиро показал, что они, как и в случае воздействия ВЧ электрического поля, возникают при условии совпадения или близости частот колебаний образца и фундаментальной частоты [5].

В данной работе исследованы транспортные свойства нитевидных кристаллов (вискеров) квазиодномерного проводника ромбического  $TaS_3$  с ВЗП при воздействии на них электрических ВЧ полей и механических вибраций. Исследования были выполнены при температуре 130 К, при которой величина электромеханического взаимодействия ВЗП-решётка максимальна для  $TaS_3$ .

Для обоих типов полей были исследованы зависимости величины порогового напряжения,  $V_t$ , от амплитуды. Если с увеличением электрического ВЧ поля,  $E_{rf}$ , видна тенденция к ускорению снижения  $V_t$  – росту  $|dV_t/dE_{rf}|$ , с увеличением деформационного поля снижение  $V_t$  насыщается. Результат указывает на качественное различие механизмов воздействия электрических и деформационных полей на динамику ВЗП и объясняется тем, что в первом случае модулируется скорость скольжения ВЗП, а во втором – потенциал пиннинга. В практическом плане, результат позволяет отличить механическое воздействие на динамику ВЗП от воздействия электрических наводок на той же частоте. Использование этого критерия даёт возможность преодолеть серьёзное препятствие для дальнейших исследований воздействия акустических волн на динамику ВЗП с использованием, например, пластин с ПАВ или кварцевых резонаторов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 22-19-00783.

## Литература

1. Brill J.W. // Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids and Gases, edited by Levy M., Bass H.E., and Stern R.R. – Academic Press, San Diego. – 2001. – V. 2. – P. 143.
2. Hoen S., Burk B., Zettl A. and Inui M. // Phys. Rev. B. – 1992. – V. 46. – P. 1874.
3. Pokrovskii V.Ya., Zybtssev S.G., and Gorlova I.G. // Phys. Rev. Lett. – 2007. – V. 98. – P. 206404.
4. Покровский В.Я. и др. // УФН. – 2013. – № 183. – С. 33-54.
5. Nikitin M.V., Zybtssev S.G., Pokrovskii V.Ya. and Loginov B.A. // Appl. Phys. Lett. – 2021. – V. 118. – P. 223105.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КВАНТОВЫХ ВИХРЕЙ В ТЕПЛОМ ПОТОКЕ В УЗКОМ КАНАЛЕ СО СВЕРХТЕКУЧИМ He-4

Орлова А. А.<sup>1</sup>, Ефимов В. Б.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФТТ РАН, Черногловка, Россия, orlova\_lkk@issp.ac.ru

<sup>2</sup>ИФТТ РАН, Черногловка, Россия, efimov@issp.ac.ru

В данной работе исследуются особенности генерации и эволюции турбулентности квантовых вихрей в сверхтекучем гелии, рождаемых в тепловом потоке в узком прямоугольном канале, с помощью детектирования состояния системы короткими импульсами второго звука, распространяющимися перпендикулярно направлению теплового потока. Данная методика позволяет «просканировать» канал по всей длине в разные моменты времени от момента включения/выключения нагревателя, являющегося источником теплового потока при этом у нас есть возможность менять такие параметры эксперимента, как положение нагревателя и системы детектирования, температура гелиевой ванны, мощность и форма сигнала тепловой накачки (стационарная, гармоническая, произвольной формы и др.). Предварительные результаты указывают на неравномерное распределение вихрей относительно нагревателя в стационарном тепловом потоке, а также на неодинаковые времена формирования и распада турбулентного состояния.

## Литература

1. W. F. Vinen. Mutual friction in a heat current in liquid helium II (part III). Proc. Roy. Soc. A 242, 493 (1957).
2. E. Varga, M. J. Jackson, D. Schmoranzer, L. Skrbek. The Use of Second Sound in Investigations of Quantum Turbulence in He II. J. Low Temp. Phys. 197, 130–148 (2019). DOI: <https://doi.org/10.1007/s10909-019-02208-4>
3. L. Skrbek, D. Schmoranzer, Š. Midlik, and K. R. Sreenivasan. Phenomenology of quantum turbulence in superfluid helium. Proc. Natl. Acad. Sci. USA 118, e2018406118 (2021). DOI: <https://doi.org/10.1073/pnas.2018406118>
4. Efimov, V. B.; Orlova, A. A.; Kondaurova, L. P.; Gorkun, A. G. Heat Transfer under Pulsed Heating in Superfluid Helium. Low Temperature Physics 45(9):988-993 (2019). DOI: 10.1063/1.5121268
5. Ефимов В. Б. Квантовая турбулентность в сверхтекучем гелии. УФН 193 63–95 (2023). DOI: 10.3367/UFNe.2021.11.039096

# Индукцированный беспорядком переход в трубчатую фазу в анизотропных двумерных материалах

Парфенов М.В.<sup>1,2</sup>, Качоровский В.Ю.<sup>3</sup>, Бурмистров И.С.<sup>4,2</sup>

<sup>1</sup>*Department of Physics, HSE University, 101000 Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Laboratory for Condensed Matter Physics, HSE University, 101000 Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia*

<sup>4</sup>*L. D. Landau Institute for Theoretical Physics, Semanova 1-a, 142432, Chernogolovka, Russia*

В нашей работе [4] развита теория аномальной упругости [1,2] для двумерных гибких материалов с орторомбической кристаллической структурой и замороженным беспорядком. Аналогично «чистому» случаю [3], мы предсказываем наличие бесконечного числа плоских фаз с анизотропными изгибной жесткостью и модулем Юнга, которые показывают степенной скейлинг при увеличении размеров системы, который контролируется той же критической экспонентой, что и в чистом изотропном случае. Под воздействием температуры или беспорядка плоские фазы разрушаются посредством перехода скомкования (crumpling transition). Аналогичный переход для чистых материалов происходит при аномально высоких температурах, тогда как трубчатая фаза, переход в которую вызван беспорядком, может существовать при комнатных температурах. Результаты данной работы применимы к анизотропным монослоям, допированным адатомами или подвергнутым бомбардировке тяжелыми атомами.

## Литература

1. Nelson, D. R., and L. Peliti. "Fluctuations in membranes with crystalline and hexatic order." *Journal de physique* 48.7 (1987): 1085-1092.
2. Paczuski, Maya, Mehran Kardar, and David R. Nelson. "Landau theory of the crumpling transition." *Physical review letters* 60.25 (1988): 2638.
3. Burmistrov, I. S., et al. "Emergent continuous symmetry in anisotropic flexible two-dimensional materials." *Physical Review Letters* 128.9 (2022): 096101.
4. Parfenov, M. V., V. Yu Kachorovskii, and I. S. Burmistrov. "Disorder-driven transition to tubular phase in anisotropic two-dimensional materials." *Phys. Rev. B* **106**, 235415 – Published 19 December 2022

## ЭВОЛЮЦИЯ ВИХРЕЙ НА СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СЛОЯ НОРМАЛЬНОГО ГЕЛИЯ He-I

Левченко А.А.<sup>1</sup>, Межов-Деглин Л.П.<sup>1</sup>, Пельменёв А.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, 142432, Россия Email: [levch@issp.ac.ru](mailto:levch@issp.ac.ru); [mezhov@issp.ac.ru](mailto:mezhov@issp.ac.ru)

<sup>2</sup> Филиал Федерального исследовательского центра химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук в г. Черноголовке; Черноголовка, 142432, Россия E-mail: [pelmenevaa@gmail.com](mailto:pelmenevaa@gmail.com)

Возникновение термогравитационного конвективного течения в объеме слоя нормального жидкого гелия He-I глубиной  $h \approx 1\div 3$  см в широкой цилиндрической ячейке, который подогревают сверху в поле силы тяжести в интервале температур  $T_\lambda \leq T \leq T_m$ , сопровождается возбуждением вихревого течения на свободной поверхности жидкости. Здесь  $T_\lambda = 2.1768$  К - температура перехода жидкого  $^4\text{He}$  из сверхтекучего He-II в нормальное He-I состояние при давлении насыщенных паров,  $T_m \approx 2.183$  К - температура, при которой плотность He-I проходит через максимум. Конвекция в объеме служит источником энергии, накачиваемой в вихревую систему на поверхности He-I. Нелинейное взаимодействие вихрей на поверхности между собой и с конвективными вихревыми течениями в объеме слоя приводит к формированию на поверхности He-I двух крупномасштабных вихрей (вихревого диполя), размеры которых ограничиваются диаметром рабочей ячейки и в несколько раз превосходят глубину слоя. Это соответствует переходу со временем от режима вихревого течения на «глубокой воде» (вихри на поверхности трехмерного слоя жидкости) к вихрям на поверхности «мелкой воды» (вихри на поверхности двухмерного слоя). При дальнейшем подогреве слоя выше  $T_m$  конвективные потоки в объеме быстро затухают, однако вихревое движение на поверхности двухмерного слоя He-I сохраняется. В отсутствие накачки энергии из объема полная энергия вихревой системы на поверхности слоя «мелкой воды» со временем затухает по закону близкому к степенному вследствие нелинейного взаимодействия крупномасштабных вихрей между собой и трения о стенки ячейки. В результате, при длительных наблюдениях, на поверхности He-I вновь начинают преобладать мелкомасштабные вихри, размеры которых сравнимы или меньше глубины слоя, что соответствует переходу от двухмерного к трехмерному слою жидкости. Энергия вихревого течения на поверхности слоя «глубокой воды» затухает по закону, близкому к экспоненциальному. Таким образом, длительные наблюдения за динамическими явлениями на свободной поверхности слоя He-I позволили впервые в одном эксперименте изучать возбуждение, эволюцию и затухание вихревых течений на поверхности слоя «глубокой» и «мелкой воды».

### Литература

1. А.А. Пельменев, А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, Письма в ЖЭТФ том 110, вып. 8, с. 545 (2019). DOI: 10.1134/S0370274X19200062.
2. А.А. Pelmenev, А.А. Levchenko, L.P. Mezhev-Deglin, Low Temp. Phys. 46, 133 (2020); <https://doi.org/10.1063/10.0000531>.
3. А.А. Pelmenev, А.А. Levchenko, L.P. Mezhev-Deglin, Journal of Low Temperature Physics 205(5-6), p. 200 (2021).
4. А.А. Pelmenev, А.А. Levchenko, L.P. Mezhev-Deglin, Materials 14, 7514 (2021). <https://doi.org/10.3390/ma14247514>.
5. А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, А.А. Пельменев, ЖЭТФ том 163, вып. 4, с. 1-16 (2023). DOI: 10.7868/S0044451000000000.

# ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА, МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ПОЛУМЕТАЛЛА $WTe_2$ , ЧИСТОГО И ДОПИРОВАННОГО ЖЕЛЕЗОМ

Первалова А. Н.<sup>1,\*</sup>, Наумов С. В.<sup>1</sup>, Лукоянов А. В.<sup>1,2</sup>, Байдак С. Т.<sup>1,2</sup>,  
Фоминых Б. М.<sup>1,2</sup>, Семянникова А. А.<sup>1</sup>, Марченкова Е. Б.<sup>1</sup>, Марченков В. В.<sup>1,2</sup>  
<sup>1</sup> *Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*  
<sup>2</sup> *Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия,*  
\*E-mail: domozhirova@imp.uran.ru

В настоящее время исследование топологических материалов представляет большой интерес как с точки зрения фундаментальной науки, так и благодаря перспективам практического применения при разработке устройств сверхбыстрой микро-, наноэлектроники и спинтроники. К ним относится топологический вейлевский полуметалл  $WTe_2$  [1]. Нетривиальная топология зонной структуры таких материалов приводит к появлению необычных электронных транспортных свойств, таких как большое положительное магнитосопротивление без тенденции к насыщению, отрицательное продольное магнитосопротивление, высокая подвижность носителей тока. Допирование магнитными примесями может привести к изменению поведения магнитотранспортных характеристик топологических материалов, что открывает новые возможности для практических приложений. Целью данной работы является комплексное теоретическое и экспериментальное исследование электронной структуры, магнитных и магнитотранспортных свойств монокристаллов вейлевского полуметалла  $WTe_2$ , чистого и допированного железом.

Монокристаллы  $WTe_2$  и  $W_{0.97}Fe_{0.03}Te_2$  были выращены методом химического газового транспорта. Аттестация полученных образцов проводилась с помощью рентгеноструктурного анализа, сканирующей электронной микроскопии и рентгеновского энергодисперсионного микроанализа. Электросопротивление, магнитные и гальваномагнитные свойства измерены стандартными методами в диапазоне температур от 4.2 до 300 К в магнитных полях до 9 Тл на установках PPMS-9 и MPMS-XL-5 в Центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН. Теоретические расчеты электронной структуры  $WTe_2$ , чистого и допированного железом, проводились в рамках теории функционала плотности с учетом спин-орбитального взаимодействия с помощью программного пакета Quantum Espresso.

В ходе работы проведено комплексное исследование электронной структуры и свойств монокристаллов  $WTe_2$  и  $W_{0.97}Fe_{0.03}Te_2$ , включая теоретические расчеты электронной структуры, выполненные с учетом экспериментальных значений параметров кристаллической решетки, анализ температурных и полевых зависимостей магнитосопротивления и сопротивления Холла, полевых зависимостей намагниченности, оценку концентрации и подвижности носителей тока. Установлено, что допирование магнитными ионами Fe приводит к существенным изменениям электронной структуры, магнитных и магнитотранспортных характеристик  $WTe_2$ , в частности, к появлению аномального эффекта Холла в данном материале.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-42-02021).

## Литература

1. Soluyanov A.A., Gresch D., Wang Z. et al. // Nature. – 2015. – V. 527. – С. 495-498.

# MAGNETIC STATE OF COBALT IN LAYERED CHALCOGENIDES $\text{Co}_7(\text{Se},\text{Te})_8$ AND $\text{Fe}_4\text{Co}_3\text{Se}_8$

**Piskunov Yu.V.<sup>1</sup>, Ogloblichev V.V.<sup>1</sup>, Sadykov A.F.<sup>1</sup>, Akramov D.F.<sup>2</sup>,  
Smol'nikov A.G.<sup>1</sup>, Gerashchenko A.P.<sup>1</sup>, Selezneva N.V.<sup>2</sup>, Baranov N.V.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Mikheev Institute of Metal Physics, Ekaterinburg, Russia, piskunov@imp.uran.ru*

<sup>2</sup>*Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

The layered chalcogenides studied in this work belongs to the cation-deficient layered compounds  $\text{M}_7\text{X}_8$ , where M are transition metal atoms, and X are divalent of Group VI anions S, Se, Te. These compounds are characterized by vacancies in metal layers, as well as the formation of various superstructures as a result of the ordering of vacancies and M atoms in the layers [1]. Depending on the type of 3d metal M, both the structural and magnetic properties of the above chalcogenides can change. Recently the chalcogenides containing cobalt have been considered as promising catalysts, particularly for the water electrolysis [2].

In this work the structural and magnetic properties of the  $\text{Co}_7\text{Se}_8$ ,  $\text{Co}_7\text{Te}_8$  and  $\text{Fe}_4\text{Co}_3\text{Se}_8$  compounds have been studied using X-ray diffraction, measurements of the magnetic susceptibility, and NMR spectroscopy on  $^{59}\text{Co}$  nuclei. The isotropic magnetic shift and electric field gradient tensors at the location of  $^{59}\text{Co}$  nuclei have been determined from NMR spectra of these nuclei. The hyperfine fields in Co ions have been estimated from the temperature dependences of the shift and susceptibility in  $\text{Co}_7\text{Te}_8$  and  $\text{Fe}_4\text{Co}_3\text{Se}_8$ .

It has been found that the ordering of vacancies and Co atoms in cation layers is absent in the  $\text{Co}_7\text{Te}_8$  compound, and its crystal structure is more planar and is characterized by a significantly smaller ratio  $c/a$  ( $c$  and  $a$  are the lattice parameters) compared to  $\text{Co}_7\text{Se}_8$ . It was shown that both  $\text{Co}_7\text{Se}_8$  and  $\text{Co}_7\text{Te}_8$  compounds remain a Pauli paramagnets down to the lowest temperatures. Since an increase in the interatomic distances from  $\text{Co}_7\text{Se}_8$  to  $\text{Co}_7\text{Te}_8$  occurs predominantly in the plane, it does not lead to a stronger localization of electrons or to the appearance of magnetic moments on Co atoms, as could be expected.

It was found that the temperature dependence of the magnetic susceptibility in  $\text{Fe}_4\text{Co}_3\text{Se}_8$  does not show any anomalies in the magnetically ordered region that would indicate a spin-reorientation transition. We suggest that in  $\text{Fe}_4\text{Co}_3\text{Se}_8$  the magnetic moments of Fe are oriented perpendicular to the plane of the layers. From the  $T$ -dependence of the susceptibility in the paramagnetic state of  $\text{Fe}_4\text{Co}_3\text{Se}_8$  the sample-averaged value of the effective magnetic moment  $\mu_{\text{eff}} = 4.5 \mu_B$  was determined, which, in terms of Fe atoms only, is  $\mu_{\text{eff}} = 5.90(5) \mu_B$ . The last value is very close to  $\mu_{\text{eff}} = 5.80 \mu_B$ , obtained in [1] for the initial composition of  $\text{Fe}_7\text{Se}_8$ .

We found out that cobalt ions in  $\text{Fe}_4\text{Co}_3\text{Se}_8$  as well as in completely substituted  $\text{Co}_7\text{Se}_8$  do not have their own magnetic moments. However, due to the overlap of the 3d shells of cobalt and iron ions, part of the magnetic moments of Fe can be transferred to the Co ion, leading to the appearance of an induced effective magnetic moment on cobalt  $\mu_{\text{eff}}^{\text{Co}} = 0.36(4) \mu_B$ . Thus, this study has shown that cobalt ions having no own magnetic moments in  $\text{Fe}_{7-x}\text{Co}_x\text{Se}_8$  chalcogenides act mainly as a diluent of the magnetic subsystem of iron.

This work was supported by the Russian Science Foundation (project no. 22-12-00220).

## References

- [1] M. Sato, T. Kamimura, T. Iwata // *J. Appl. Phys.* – 1995. – V. 57. – P. 3244.
- [2] J. Wang, W. Cui, Q. Liu, et al. // *Adv. Mater.* – 2016. – V. 28. – P. 215.

## СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В СТРУКТУРАХ С ФЕРРОДИЭЛЕКТРИКАМИ

Пугач Н. Г., Селезнев Д. В., Сеидов С. С., Туркин Я. В.  
МИЭМ НИУ ВШЭ, Москва, Россия, [npugach@hse.ru](mailto:npugach@hse.ru)

Гибридные структуры на основе сверхпроводников и магнитных материалов приобретают все большее значение в сравнительно новой и быстро развивающейся области сверхпроводниковой спинтроники. Эта новая область призвана решать следующие задачи: энергосбережение, миниатюризация элементов, их быстродействие, и наконец, обеспечение работы принципиально нового типа устройств – квантовой логики.

Теоретически исследовались магнитные эффекты, возникающие в пленке сверхпроводника, нанесенного на поверхность ферромагнитного диэлектрика [1,2]. В качестве сверхпроводящих материалов для создания такой структуры могут использоваться любые низкотемпературные сверхпроводники, например технологичные алюминий или ниобий, а в качестве ферродиэлектриков обычно выступают соединения европия  $\text{EuS}$ ,  $\text{EuO}$ , или ферриты-гранаты (ЖИГ).

Расчеты проводились в квазиклассическом приближении путем самосогласованного решения уравнений Узаделя, которые применимы в пределе диффузного движения электронов на масштабах длины когерентности.

Исследованы особенности намагниченности, возникающей в сверхпроводнике в результате обратного эффекта близости с ферродиэлектриком. Детально изучены особенности плотности электронных состояний в такой системе и в системе с двумя магнитными слоями типа сверхпроводникового спинового вентиля. Там плотность состояний зависит от угла разориентации намагниченности магнитных слоев. Показано, что такого рода структуры также обладают интересными динамическими свойствами, в частности, исследовался их отклик на периодическое возмущение.

Работа выполнена при поддержке проекта «Зеркальные лаборатории» НИУ ВШЭ и БГПУ.

### Литература

1. Yagovtsev V.O., Pugach N.G., Eschrig M. // *Supercond. Sci. Technol.* -- 2021.-- V. 34, №2, 025003.
2. В. О. Яговцев, Н. Г. Пугач, Я. В. Туркин, Е. Г. Екомасов, Б. Г. Львов. // *Физ.Мет.Мет.* – 2021. – Т. 122, с. 847.
3. Д. В. Селезнев, В. О. Яговцев, Н. Г. Пугач, Я. В. Туркин, Е. Г. Екомасов, Б. Г. Львов. // *Физ.Мет.Мет.* -- 2023,-- Т. - 124, - № 2, - с. 1.
4. D.V. Seleznyov, V.O. Yagovtsev, N.G. Pugach, L. Tao. // *J. Magn.Magn.Mat.* – 2024 -- (in press).

## ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУНКЦИЯ НЕСИММЕТРИЧНОГО ГАУСС-НЕЙРОНА

Разорёнов Ф.А.<sup>1,2</sup>, Ионин А.С.<sup>1,2</sup>, Егоров С.В.<sup>1</sup>, Сидельников М.С.<sup>1</sup>,  
Карелина Л.Н.<sup>1</sup>, Шуравин Н.С.<sup>1</sup>, Больгинов В.В.<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук,  
Черноголовка, Россия, bolg@issp.ac.ru

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

Сверхпроводящий гаусс-нейрон [1] представляет собой двухконтактный интерферометр, шунтированный дополнительной индуктивностью, используемой для генерации и считывания выходного сигнала. Он относится к семейству адиабатических логических элементов, обладающих нулевым обменом теплом и зарядом с окружающей средой в пределе бесконечной длительности операции [2]. Энергопотребление адиабатических устройств потенциально может быть уменьшено до фундаментального предела  $kT \ln 2$  на одно переключение [3]. Увеличение числа задач, увеличение объема и усложнение структуры входных данных делают разработку сверхпроводниковых нейронных сетей весьма актуальным направлением развития науки и техники.

При проектировании практических устройств, содержащих множество искусственных нейронов, важно представлять изменение передаточной функции при отклонении свойств элементов от целевых значений. Для гаусс-нейрона одной из очевидных «неидеальностей» является разброс критических токов контактов Джозефсона (КД), приводящий к «асимметричности» его приёмных частей. В работе проанализирована система уравнений состояния неидеального гаусс-нейрона и продемонстрирована возможность простой параметризации асимметрии через отношение критических токов. Показано, что с ростом отношения критических токов передаточная функция также становится несимметричной: одна часть становится более пологой, а другая – более резкой («обрывистой»). Незначительная асимметрия передаточной функции действительно наблюдалась экспериментально [1]. Использование полученных формул позволяет получить более точную аппроксимацию экспериментальных кривых и обеспечивает метод контроля качества исследуемых искусственных нейронов.

Работа проводилась при поддержке гранта РФФИ № 23-72-00053.

### Литература

1. Ионин А.С., Карелина Л.Н., Шуравин Н.С. [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2023. – Т. 118. – № 10. – С. 761-768.
2. Соловьев И.И., Хисматуллин Г.С., Кленов Н.В. [и др.] // Радиотехника и электроника. – 2022. – Т. 67. – № 12. – С. 1232-1244.
3. Sidorenko A.S., Klenov N.V., Soloviev I.I. [et al.] // International Journal of Circuits, Systems and Signal Processing. – 2023. – Vol. 17. – P. 177-183.

# ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ АНОМАЛИЯ В СОЕДИНЕНИЯХ СЕМЕЙСТВА НАБОКОИТОВ $ACu_7(TeO_4)(SO_4)_5Cl$ ( $A=Na, K, Cs, Rb$ )

Ребров Я.В.<sup>1,2</sup>, Глазков В.Н.<sup>1,2</sup>, Муртазов А.Ф.<sup>3</sup>, Долгих В.А.<sup>3</sup>, Бердонос П.С.<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>ИФП им. П. Л. Капицы РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>НИУ «Высшая школа экономики», Москва, Россия, yavrebrov@edu.hse.ru

<sup>3</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>4</sup>НИТУ МИСИС, Москва, Россия

В соединениях семейства набокоитов  $ACu_7(TeO_4)(SO_4)_5Cl$  ( $A=Na, K, Cs, Rb$ ) ионы меди в позициях Cu1 и Cu3 формируют изогнутые квазидвумерные слои (Рис. 1) с геометрией квадратной кагоме решетки [1, 2], которые связаны друг с другом через ионы меди в межслоевых позициях Cu2. Температура Кюри-Вейса для исследуемых соединений составляет 100–200 К, а магнитное упорядочение наблюдается лишь в калиевом и натриевом набокоитах при температурах ниже 4.5 К [3].

Нами были исследованы высокочастотные (9-14 ГГц) диэлектрические свойства поликристаллических образцов соединений семейства набокоитов путём измерения добротности и смещения собственной частоты СВЧ-резонатора с образцом, расположенным в пучности высокочастотного электрического поля, в интервале температур 1.7–300 К. Были обнаружены сильные аномалии действительной и мнимой частей высокочастотной диэлектрической проницаемости натриевого (~95 К) и калиевого (~25 К) набокоитов (Рис. 2). Также были обнаружены слабые диэлектрические аномалии во всех соединениях семейства при  $T \sim 5$  К [4]. Сильная диэлектрическая аномалия наблюдается только в образцах, демонстрирующих магнитное упорядочение. Это может быть связано с перестройкой кристаллической структуры образца при диэлектрическом переходе, приводящей к снятию фрустрации межслоевых обменных связей.

Работа поддержана грантами РФФ 22-12-00259 (СВЧ эксперименты) и 23-23-00205 (образцы), грантом научного фонда НИУ ВШЭ 24-00-011(обработка данных).

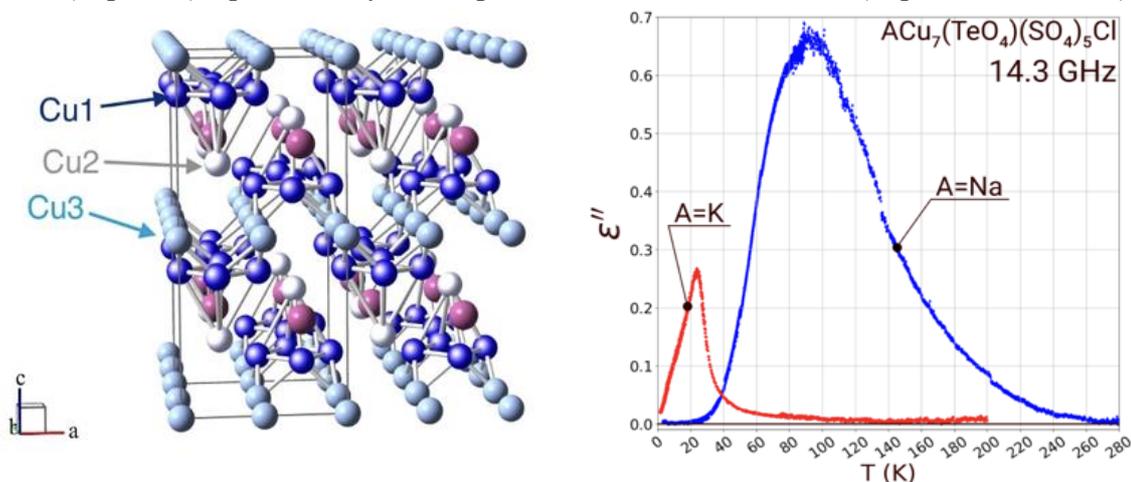


Рис. 1. Фрагмент кристаллической структуры. Рис. 2. Температурная зависимость мнимой части высокочастотной диэлектрической проницаемости набокоитов. Показаны позиции ионов меди (Cu1, Cu2, Cu3) и позиции щелочных ионов.

## Литература

1. R. Siddharthan et al. // Phys. Rev. B **65** (2001), 014417.
2. J. Richter et al. // Phys. Rev. B **105** (2022), 144427.
3. A.F. Murtazoev et al. // ChemPhysChem **24** (2023), e202300111.
4. Ya.V. Rebrov et al. // JMMM **592** (2024), 171786.

# ПЕРВОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЯМР ЯДЕР $^{169}\text{Tm}$ В РАЗБАВЛЕННОМ МОНОКРИСТАЛЛЕ ВАН-ФЛЕКОВСКОГО ПАРАМАГНЕТИКА $\text{Li}(\text{Tm}_{0.02}\text{Y}_{0.98})\text{F}_4$

**Романова И.В.<sup>1</sup>, Егоров А.В.<sup>2</sup>, Киямов А.Г.<sup>1</sup>, Кораблева С.Л.<sup>1</sup>, Парфишина А.С.<sup>1</sup>, Родионов А.А.<sup>1</sup>, Сафиуллин К.Р.<sup>1</sup>, Тагиров М.С.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Казанский федеральный университет, Казань, Россия,

romanova.irina.vladimirovna@gmail.com

<sup>2</sup>АН РТ, Институт прикладных исследований, Казань, Россия

Соединения редких земель, в которых основным состоянием в основном мультиплете редкоземельного иона является синглет, а ближайшее возбужденное состояние отделено интервалом порядка десятков обратных сантиметров, классифицируются как ван-флековские парамагнетики [1]. Ван-флековский парамагнетизм считается поляризационным: из-за поляризации электронной 4f-оболочки локальное магнитное поле на редкоземельном ядре оказывается в сотни раз больше приложенного [2]. Вследствие этого явления метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР) является эффективным способом исследования ван-флековского парамагнетизма [1].

Ван-флековские парамагнетики активно используются в лазерах в качестве активных сред: монокристалл  $\text{Li}(\text{Tm}_{0.02}\text{Y}_{0.98})\text{F}_4$  обладает высокой теплопроводностью и малым показателем преломления [3]. Одной из перспективных областей применения монокристаллов  $\text{Li}(\text{Tm}_{0.02}\text{Y}_{0.98})\text{F}_4$  является использование в медицинских лазерах для эндовазальной коагуляции варикозных вен [4].

В данной работе представлено исследование ядер  $^{169}\text{Tm}$  в разбавленном монокристалле ван-флековского парамагнетика  $\text{Li}(\text{Tm}_{0.02}\text{Y}_{0.98})\text{F}_4$  методом ЯМР. Исследуемый монокристалл оптического качества был выращен в лаборатории магнитной радиоспектроскопии и квантовой электроники им. С.А. Альтшулера Института физики КФУ. Монокристалл  $\text{Li}(\text{Tm}_{0.02}\text{Y}_{0.98})\text{F}_4$  обладает тетрагональной структурой шелита ( $\text{CaWO}_4$ ) пространственной группы симметрии  $\text{C}_{4h}^6$  [5]. ЯМР-исследования вышеуказанного монокристалла проводились на импульсном спектрометре лабораторного изготовления при гелиевых (2 – 4.2 К) температурах в магнитных полях до 0.8 Тл. В работе получено экспериментальное подтверждение анизотропии угловой зависимости скоростей продольной и поперечной релаксаций намагниченности, получены температурные зависимости скоростей продольной и поперечной релаксаций намагниченности в монокристалле ван-флековского парамагнетика  $\text{Li}(\text{Tm}_{0.02}\text{Y}_{0.98})\text{F}_4$ . В приближении двухфонного процесса релаксации Орбаха-Аминова был определен интервал между основным синглетным состоянием и ближайшим возбужденным дублетным состоянием иона  $\text{Tm}^{3+}$  в  $\text{Li}(\text{Tm}_{0.02}\text{Y}_{0.98})\text{F}_4$ .

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-72-10039).

## Литература

1. Aminov L.K., Teplov M.A. // Sov. Phys. Usp. — 1985. — V.28. — P.762-783.
2. Romanova I.V., Tagirov M.S. // Magn. Reson. Solids. — 2019. — V.21. — P.1-26.
3. Xiao Y., Kuang X., Yeung Y., & Ju M. // Inorg. Chem. — 2020. — V.59 — P.1211-1217.
4. Artemov S.A., Belyaev A.N., Bushukina O.S., Khrushchalina S.A., Kostin S.V., Lyapin A.A., Ryabochkina P.A. & Taratynova A.D. // Lasers in medical science. — 2020. — V. 35. — №. 4. — P. 867-875.
5. Garcia E., Ryan R.R. // Acta Crystallographica Section C: Crystal Structure Communications — 1993. — V.49. — №12. — P.2053-2054.

# КВАНТОВАЯ ДИНАМИКА ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИХ КОМПЛЕКСОВ В КРИСТАЛЛЕ ФТОРИДА БАРИЯ, ДОПИРОВАННОГО ИОНАМИ МЕДИ

Сарычев М. Н.<sup>1</sup>, Офицерова Н. Ю.<sup>1</sup>, Жевстовских И. В.<sup>1,2</sup>, Уланов В. А.<sup>3</sup>,  
Суриков В. Т.<sup>4</sup>, Аверкиев Н. С.<sup>5</sup>, Гудков В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия, m.n.sarychev@urfu.ru

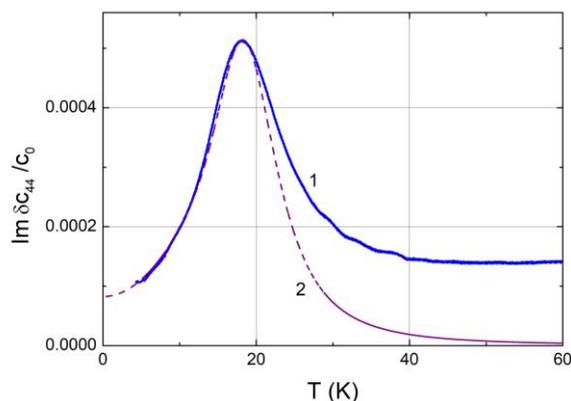
<sup>2</sup>Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия,  
zhevstovskikh@imp.uran.ru

<sup>3</sup>Казанский государственный энергетический университет, Казань, Россия,  
ulvlad@inbox.ru

<sup>4</sup>Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия,  
surikov@ihim.uran.ru

<sup>5</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
averkiev.les@mail.ioffe.ru

Результаты измерений в интервале 4-130 К температурных зависимостей комплексных модулей упругости в монокристалле  $\text{BaF}_2$ , допированном ионами меди, выявили аномалии, аналогичные тем, что наблюдались в кристалле в  $\text{CaF}_2:\text{Cu}$  [1] для действительной и мнимой частей модуля упругости  $c_{44}$ , типичные для  $T \text{ Д}(e + t_2)$  задачи эффекта Яна-Теллера в случае орторомбических или тригональных глобальных минимумов адиабатического потенциала. Однако в  $\text{BaF}_2:\text{Cu}$  эти аномалии оказались намного меньше, чем в  $\text{CaF}_2:\text{Cu}$ , при сопоставимых концентрациях примесей меди ( $2.9 \times 10^{19}$  и  $7.1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , соответственно). Мы объясняем это тем, что существенно меньше ионов меди, изовалентно замещают ионы  $\text{Ba}^{2+}$  в матрице  $\text{BaF}_2$ . Температурная зависимость мнимой части модуля  $c_{44}$ , измеренная на частоте 52.5 МГц, показана на рисунке (кривая 1). Моделирование этой зависимости (кривая 2) с учетом трех механизмов релаксации: термической активации, однофононного и двухфононного туннелирования через потенциальные барьеры, разделяющие глобальные минимумы адиабатического потенциала ян-теллеровских комплексов показали, что эти механизмы являются эффективными и в этом кристалле. Таким образом, как и в кристаллах со структурой флюорита,  $\text{CaF}_2:3d$ , ( $3d$ :  $\text{Cr}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ),  $\text{SrF}_2:\text{Cr}^{2+}$  и  $\text{CdF}_2:\text{Cr}^{2+}$  (см. [2] и ссылки в этой статье), низкотемпературная динамика ян-теллеровских комплексов определяется квантовыми процессами. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (базовая часть государственного задания, проект № FEUZ-2023-0013) и в рамках государственного задания по теме “Электрон” № 122021000039-4.



## Литература

1. Сарычев М.Н., Хоссени У.А.Л., Жевстовских и др. // ЖЭТФ. – 2022. – № 4(10). С. – 509-521.
2. Сарычев М.Н., Офицерова Н.Ю., Жевстовских и др. // ЖЭТФ. – 2024. – № 2. С. – 226-232.

# ЗАВИСИМОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА ИНЖЕКТИРОВАННЫХ ЗАРЯДОВ НА КВАНТОВЫХ ВИХРЯХ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ФАЗЫ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

**Селин П.Г.<sup>1</sup>, Султанова М.Р.<sup>1</sup>, Ремизов И.А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Институт физики твёрдого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия,  
[selin@issp.ac.ru](mailto:selin@issp.ac.ru)

Исследование турбулентности в сверхтекучем гелии представляет особый интерес. При температурах  $T < 2.17 \text{ K}$  движение жидкого гелия описывается двухжидкостной моделью Ландау, можно выделить сверхтекучую и нормальную компоненты.

Особенностью сверхтекучей компоненты является квантование циркуляции скорости движения жидкости, и квант циркуляции равен  $\kappa = n \frac{h}{m_{\text{He4}}}$ , где  $n$  - целое число [1,2].

Для волн на поверхности воды характерна зависимость от нескольких параметров, в том числе, от фазы. В данной работе было проверено, является ли справедливой зависимость в сверхтекучем гелии для квантовых вихрей при температуре  $T = 1.7 \text{ K}$  [3].

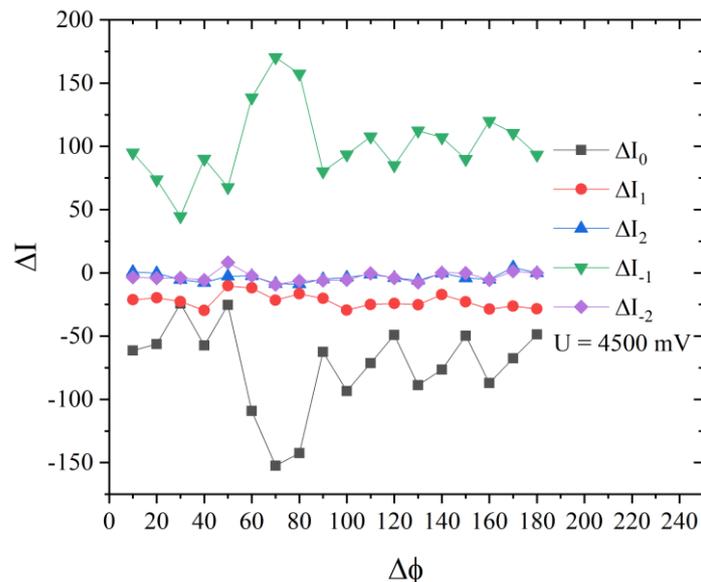


Рис. 1. Зависимость распределения тока на сегментах приемного коллектора от разности фаз.

## Литература

1. W. F. Vinen, Proceedings of the Royal Society A 260, 218 (1961).
2. W. F. Vinen and R. J. Donnelly, Phys. Today 60(4), 43 (2007).
3. P. M. Walmsley, A. A. Levchenko, and A. I. Golov, J. Low Temp. Phys. 145, 143 (2006).
4. S. V. Filatov, A. V. Poplevin, A. A. Levchenko, and V. M. Parfenyev, Physica D: Nonlinear Phenomena 434, 133218 (2022).
5. V. B. Shikin and Yu. P. Monarkha, Two-dimensional electron system in helium, Nauka, Fizmatlit, Moscow (1989).

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА С ПЛАВНЫМ ХОДОМ НА НИЗКИХ ОБОРОТАХ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ-4

Селин П.Г.<sup>1</sup>, Ремизов И.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твёрдого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия, [selin@issp.ac.ru](mailto:selin@issp.ac.ru)

Известны электродвигатели переменного тока, которые состоят из статора, разделённого на конечное число полюсов, и металлического или ферромагнитного ротора. При пропускании электрического тока через обмотки статора в воздушном зазоре между статором и ротором создаётся вращающееся электромагнитное поле.

К данному двигателю наиболее близким по достигаемому результату является двигатель, который применяется индукционный счётчик электроэнергии. В исходном состоянии плоский диск, жестко закрепленный на вертикальной оси, и катушки находятся в состоянии равновесия. При пропускании переменного электрического тока через катушки в них индуцируется переменное магнитное поле. Разность фаз между токами, протекающими по обмоткам катушек, составляет 90 градусов. Взаимодействующие между собой токи с одинаковой фазой притягиваются, а противоположные – отталкиваются, что приводит к вращению диска. Приложенный к диску вращающий магнитный момент пропорционален произведению токов, протекающих через катушки,  $M_{Вр} \sim I_1 \cdot I_2$ . При взаимодействии с полем постоянного магнита эти токи создают тормозящий момент  $M_{Торм}$ , величина которого пропорциональна скорости вращения диска,  $M_{Торм} \sim \omega$ . Когда разгоняющий момент  $M_{Вр}$  сравнивается по величине с тормозящим моментом, диск вращается с постоянной скоростью. Таким образом, угловая скорость вращения диска оказывается пропорциональной произведению токов, проходящих через обмотки катушек  $\omega \sim I_1 \cdot I_2$ .

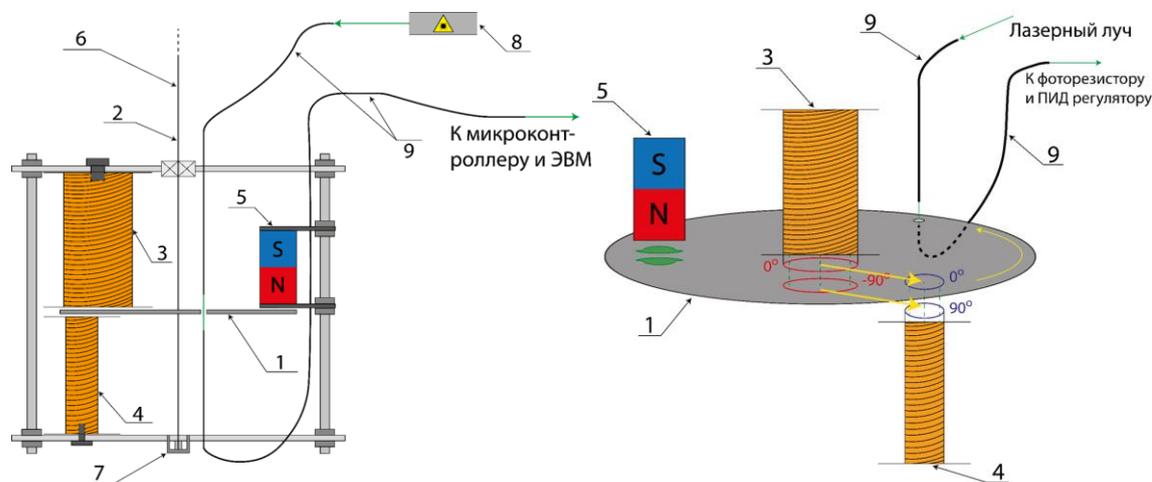


Рис. 1. Общая схема работы двигателя: 1 - медный диск, 2 - вертикальная ось, 3 и 4 - катушки разных диаметров, 5 - постоянный магнит, 6 - подшипник, 7 - посадочная канавка, 8 - лазер, 9 - световоды.

## Литература

1. Алиев И.И. – Асинхронные двигатели в трёхфазном и однофазном режимах – 2004 – РадиоСофт, Москва;
2. Минин Г.П. Измерение электроэнергии – 1974 – Библиотека электромонтёра – Вып. 394 – «Энергия», Москва;
3. Труб И.И. Обслуживание индукционных счётчиков и цепей учёта в электроустановках – 1983 – Библиотека электромонтёра – Вып. 553 – Энергоатомиздат, Москва.

# УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ СИЛЬНО ТУРБУЛЕНТНОГО РЕЖИМА В УЗКОМ ЗАЗОРЕ МЕЖДУ ДВУМЯ ПЛОСКИМИ ДИСКАМИ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ-4

Селин П.Г.<sup>1</sup>, Левченко А.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твёрдого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия, [selin@issp.ac.ru](mailto:selin@issp.ac.ru)

В последнее время во всём мире наблюдается всё больший интерес к проблемам турбулентности. В связи с развитием методов регистрации движения и анализа данных появилась возможность более точной регистрации турбулентности и обработки данных. Особый интерес для исследования представляет сверхтекучий гелий, так как в нём возникают квантовые вихри при скоростях выше некоторой критической и изучение свойств которых способствует расширению существующих представлений о физике турбулентных явлений.

Разработана и изготовлена экспериментальная установка для изучения процессов вихревого движения в сверхтекучем гелии в узких зазорах. Установка позволяет проводить прямое наблюдение и видеосъемку процессов, происходящих в He-II при температурах ниже  $T_\lambda$ . Проведенные испытания продемонстрировали влияние скорости вращения дисков на перенормированное значение вязкости жидкости в зазоре между дисками.

Проведена серия предварительных экспериментов, которые подтвердили возможность регистрации угла отклонения, свободно подвешенного в He-II плоского диска от положения равновесия вследствие передачи углового момента силы, который возникает в жидкости при вращении с заданной скоростью расположенного под ним диска.

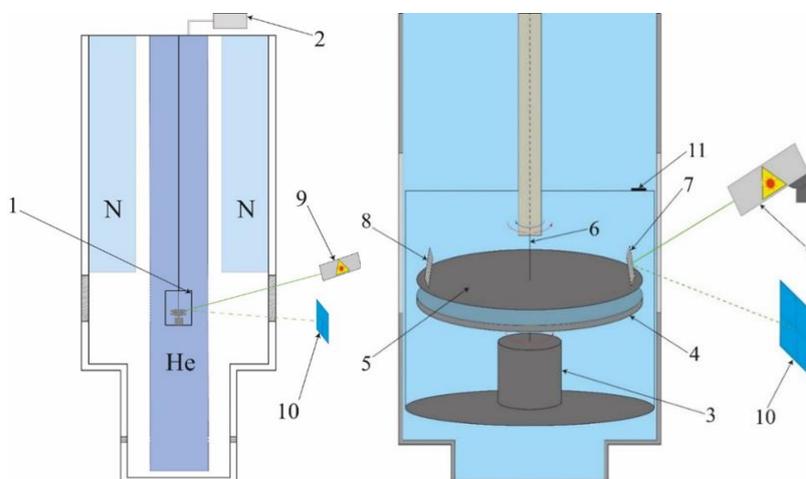


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – опоры вставки; 2 – датчик давления насыщенных паров жидкого гелия; 3 – мотор, установленный на неподвижной платформе; 4 – нижний диск, жестко закрепленный на оси мотора; 5 – верхний диск; 6 – нить подвеса; 7 – зеркало; 8 – противовес; 9 – лазер; 10 – позиционный датчик; 11 – полупроводниковый термометр.

## Литература

1. Андроникашвили, Э.Л. // ЖЭТФ. 1946. т. 16. вып. 9. С. 780-785.
2. Tabeling P, Zocchi, G., Belin, F., J. Maurer, J., Willaime, H. // Physical Review E. 1996. V.53. №2. PP. 1613-1621. PACS number(s): 47.27.—i, 47.55.Bx, 47.80.+v.
3. Donnelly, R.J., Varenghi, C.F. // Journal of Physical and Chemical Reference Data. 1998. V. 27. №1217. PP. 1220-1274. <https://doi.org/10.1063/1.556028>.

## ЭЛЕКТРОННЫЙ СПИНОВЫЙ РЕЗОНАНС В MnGe

Семенов А.В.<sup>1,2</sup>, Анисимов М.А.<sup>1,2</sup>, Богач А.В.<sup>2</sup>, Демишев С.В.<sup>1</sup>, Краснорусский В.Н.<sup>1</sup>, Боков А.В.<sup>1</sup>, Цвященко А.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт Физики Высоких Давлений РАН, Россия, [semeno@lt.gpi.ru](mailto:semeno@lt.gpi.ru)

<sup>2</sup>Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

В работе впервые представлены измерения электронного спинового резонанса (ЭСР) в геликоидальном магнетике MnGe. Поликристаллические образцы MnGe синтезированные в ИФВД РАН при высоком давлении и температуре в камере типа «тороид», имеют кубическую кристаллическую структуру B20 без центра инверсии. Образец демонстрирует температуру геликоидального упорядочения  $T_C \approx 175$  К, что хорошо согласуется с литературными данными.

Эксперименты по измерению ЭСР проведены в ИОФ РАН с помощью спектрометра разработанного на базе анализатора цепей Agilent PNA. Маленький образец MnGe помещался в цилиндрический резонатор, работающий на резонансной моде TE<sub>011</sub> на частоте  $\nu \approx 60$  GHz. В системе при температурах  $T > 80$  К наблюдается единственная резонансная линия. При этом при  $T > T_C$  форма линии оказывается типичной для проводящих систем с локализованными магнитными моментами. При понижении температуры ниже  $T_C$  форма линии искажается, линия начинает сильно уширяться и сдвигаться в сторону высоких полей. Обнаружено, что зависимость ширины линии от температуры подчиняется степенному закону  $\Delta B \sim (T - T^*)^{-\alpha}$  с параметрами  $T^* = 70$  К и  $\alpha = 0,92$ .

Поведение ЭСР сопоставлено с данными намагниченности, полученными на том же образце, а также с опубликованными ранее результатами нейтронной и Мессбауэровской спектроскопии. Показано, что расхождение ширины резонансной линии в MnGe при  $T = 70$  К обусловлено неупорядоченным ”замерзанием” магнитных спиралей в системе.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 22-12-00008.

## ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА $\text{Co}_2\text{MnZ}$ ( $Z = \text{Al, Si, Ga, Ge, Sn}$ )

Семянникова А. А.<sup>1</sup>, Лукоянов А. В.<sup>1,2</sup>, Ирхин В. Ю.<sup>1</sup>, Шредер Е. И.<sup>1</sup>,  
Марченкова Е. Б.<sup>1</sup>, Марченков В. В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия,  
semiannikova@imp.uran.ru

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Среди соединений Гейслера с общей формулой  $X_2YZ$ , где  $X$  и  $Y$  – как правило, переходные металлы, а  $Z$  –  $s$ - и  $p$ -элементы III-V групп таблицы Менделеева, особый интерес представляют сплавы на основе кобальта, поскольку в них могут наблюдаться состояния близкие к полуметаллическим ферромагнетикам (ПМФ) [1], спиновым бесщелевым полупроводникам (СБП) [2] или топологическим полуметаллам (ТПМ) [3]. В ПМФ и СБП уровень Ферми для электронных состояний со спином «вниз» лежит в широкой щели ( $\Delta E \sim 1$  эВ), тогда как для состояний с противоположной проекцией спина щель отсутствует в ПМФ, а в СБП щель является нулевой [1, 2]. ТПМ имеют необычные электронные состояния в объеме и характеризуются наличием экзотических бесщелевых поверхностных состояний – Ферми-дуг [3, 4]. В таких материалах может быть реализована высокая степень поляризации носителей заряда по спину, поэтому они являются перспективными для устройств спинтроники. Цель – изучение электронных и магнитных свойств сплавов Гейслера  $\text{Co}_2\text{MnZ}$  при изменении  $Z$ -компоненты в ряду  $Z = \text{Al, Ga, Ge, Si, Sn}$  и установление основных закономерностей поведения данных характеристик. Измерения намагниченности и гальваномагнитных свойств выполнены при  $T = 4,2$  К и в магнитных полях до 100 кЭ. Сплавы  $\text{Co}_2\text{MnZ}$  ферромагнитные, поэтому проведено разделение нормального и аномального вклада в эффект Холла, сделана оценка концентрации и подвижности основных носителей заряда по однозонной модели. Большая величина аномального эффекта Холла в соединениях  $\text{Co}_2\text{MnAl}$  и  $\text{Co}_2\text{MnGa}$  и высокое остаточное сопротивление могут свидетельствовать, согласно [3], о проявлении ТПМ-состояний. Об аномальном поведении  $\text{Co}_2\text{MnAl}$  и  $\text{Co}_2\text{MnGa}$  также свидетельствует отсутствие друдевского подъема на кривой оптической проводимости, которое согласуется с появлением отрицательного температурного коэффициента сопротивления при низких температурах.

В результате проведенных исследований выявлена взаимосвязь между электронными транспортными, магнитными и оптическими свойствами при изменении  $p$ -элементов в сплавах  $\text{Co}_2\text{MnZ}$  ( $Z = \text{Al, Ga, Ge, Si, Sn}$ ). Расчеты электронной структуры показали, что полученные экспериментальные закономерности хорошо коррелируют с плотностью электронных состояний на уровне Ферми.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (22-42-02021).

### Литература

1. Katsnelson M.I., Irkhin V.Y., Chioncel L., Lichtenstein A.I., De Groot R.A. // Rev. Mod. Phys. – 2008. – V. 80. – P. 315.
2. Wang X.L. // Phys. Rev. Lett.. – 2008. – V. 100. – P. 156404.
3. Manna K., Sun Y., Muechler L., Kübler J., Felser C. // Nat. Rev. Mater. – 2018. – V. 3. – P. 244.
4. Xu S.-Y., Belopolski I., Alidoust N. et al. // Science. – 2015. – V. 349. – P. 613.

# LOW TEMPERATURE HIGH FREQUENCY EPR ABSORPTION OF $\text{Fe}_{45}\text{Co}_{30}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ MICROWIRE

Shestakov A.V.<sup>1</sup>, Semeno A.V.<sup>1</sup>, Demishev S.V.<sup>2</sup>, Rodionova V.V.<sup>3</sup>, Kolesnikova V.G.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Prokhorov General Physics Institute of the RAS, Moscow, Russia,  
alekseivshestakov@gmail.com, semeno@lt.gpi.ru

<sup>2</sup>Institute for High Pressure Physics of the RAS, Troitsk, Moscow, Russia,  
sergey\_demishev@mail.ru,

Immanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, Russia  
valeriarodionova@gmail.com, vakolesnikovag@gmail.com

Thin ferromagnetic metallic glass-coated microwire of  $\text{Fe}_{45}\text{Co}_{30}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$  was produced by the Taylor-Ulitovsky method under water or air cooling. It demonstrated various types of the magnetization reversal: bistable, stepwise, and S shape with a highly enhanced coercivity [1]. It was found that a system of Co-based microwires with nearly zero magnetostriction coefficient exhibits a step-like hysteresis loop [2]. The hysteresis loops of microwires magnetostrictive exhibit strong sensitivity to the ratio  $d/D$  [3]. The influence of post-processing conditions on the magnetic properties of amorphous and nanocrystalline microwires have been thoroughly analyzed, paying attention on the influence of magnetoelastic, induced and magnetocrystalline anisotropies on the hysteresis loops of Fe-, Ni- and Co-rich microwires [4].

Using the high frequency (60 GHz) EPR, microwave (MW) absorption spectra were obtained at temperatures from 4.2 to 30 K and in magnetic fields up to 40 kOe. Several microwires were located at the bottom of a cylindrical resonator along the diameter, i.e. along the MW magnetic component. Resonant absorption is observed at  $g \approx 2$ , as well as non-resonant absorption in the field range  $3 \div 6.5$  kOe possessing hysteresis-like behavior (Fig. 1). The nature of the observed low temperature magnetization dynamics is discussed.

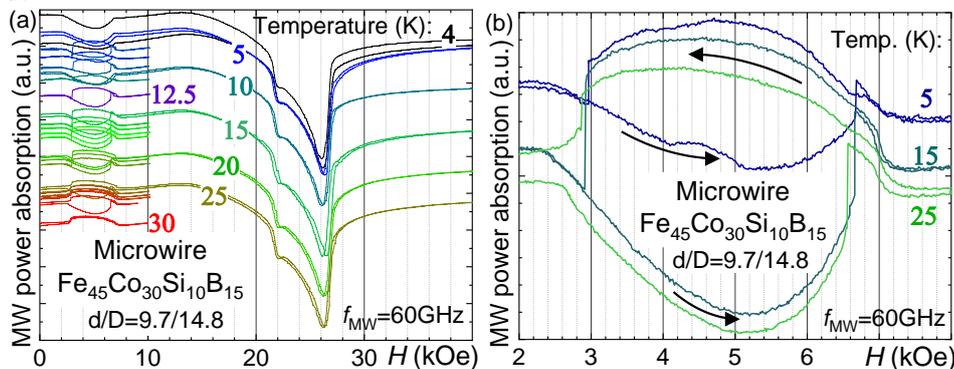


Fig. 1 (a) Microwave power absorption in  $\text{Fe}_{45}\text{Co}_{30}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$  microwire at  $4 \leq T(\text{K}) \leq 30$ , (b) "Hysteresis" behavior in the spectrum (arrows indicate changes in magnetic field).

## References

1. Rodionova V.V., Baraban I.A., Panina L.V., Bazlov A.I., Perov N.S. // IEEE Trans. of Magn. – 2018. – PP(99) – [1-6](#).
2. Rodionova V.V., Chichay K., Zhukova V., Perov N.S., Ipatov M., Umnov P., Molokanov V., Zhukov A. // J Supercond Nov Magn. – 2014. – T. 28. – C. [977-981](#).
3. Zhukov A., Ipatov M., Zhukova V. // Abstract Book II-Moscow Readings (MISIS), Chernogolovka – 2011. – C. [62](#).
4. Zhukova V. Corte-Leon P., González-Legarreta L., Talaat A., Blanco J.M., Ipatov M., Olivera J. Zhukov A. // Opt. of Magn. Properties of Magn. Microwires by Post-Processing – 2020, 8, – C. [1006](#).

# СЛОИСТЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ И ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

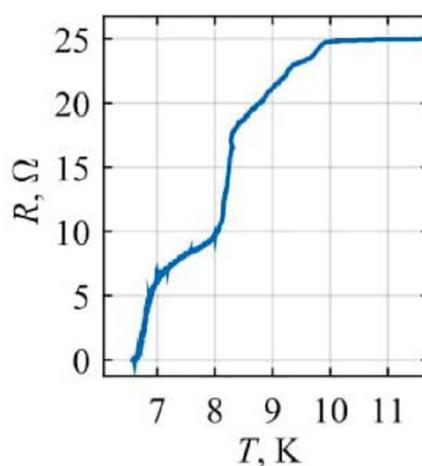
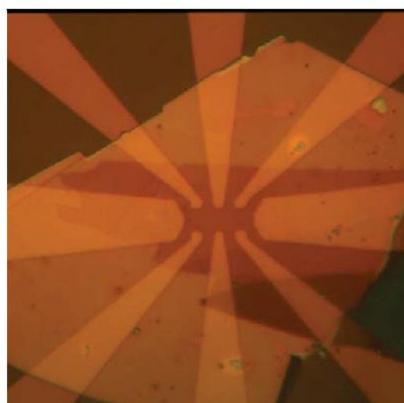
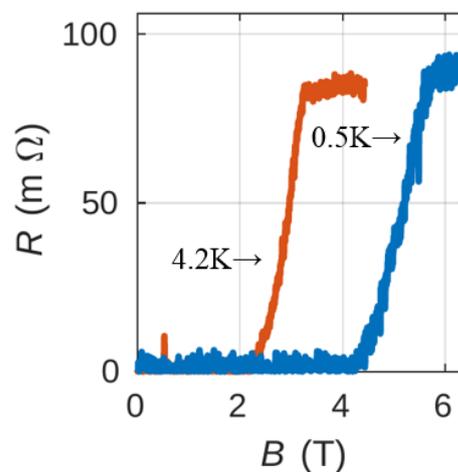
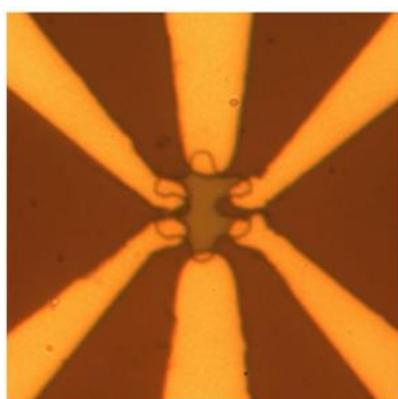
Шевчун А.Ф., Прокудина М.Г., Тихонов Е.С.

*Институт Физики Твердого Тела РАН имени Ю.А. Осипьяна,  
г. Черноголовка, Россия, [shevchun@issp.ac.ru](mailto:shevchun@issp.ac.ru)*

В работе мы представляем свежие результаты, полученные при исследовании изготовленных нами образцов из щепленных слоистых сверхпроводников различной толщины. Были исследованы различные материалы:  $\text{NbSe}_2$ ,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  и органические сверхпроводники.

Для изготовления образцов были применены следующие технологии: получение флекк разной толщины на поверхности полимеров PDMS и PPC; сборка структур из материала и защитного диэлектрического слоя hBN; трансфер структуры на предварительно изготовленные контакты; травление мезы в направленной плазме  $\text{CHF}_3$  и  $\text{O}_2$ .

На рисунках представлены результаты, полученные на образцах из  $\text{NbSe}_2$  разной толщины. В верхнем ряду приведена фотография мезы объемного образца и зависимость ее сопротивления от магнитного поля при температурах 0.5 К и 4.2 К. Ниже приведены фотография выложенной на золотые контакты тонкой (несколько монослоев) флейки, закрытой сверху защитным слоем hBN, и ее температурная зависимость, измеренная по четырехточечной схеме.



Работа профинансирована в рамках выполнения гранта РНФ (проект 22-12-00342).

# НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ ТРЕХМЕРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ НИТЕЙ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО СВИНЦА В ПОРИСТОМ СТЕКЛЕ

Шитов А.Е., Михайлин Н.Ю., Кумзеров Ю.А., Сафончик М.О., Шамшур Д.В.,  
Денисов Д.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Россия, Санкт-Петербург,  
[a.shitov@mail.ioffe.ru](mailto:a.shitov@mail.ioffe.ru)

Представленные результаты направлены на выяснение механизмов возникновения терромагнитной неустойчивости в наноструктурированных материалах. Терромагнитная неустойчивость может возникать в сверхпроводниках в магнитном поле, когда локальные флуктуации температуры, магнитного поля или плотности тока приводят к лавинообразному проникновению магнитного поля в объем сверхпроводника и диссипации большого количества энергии за малый промежуток времени [1]. Этот эффект наблюдается в сверхпроводниках 2 рода с сильным пиннингом и может негативно влиять на работу сверхпроводящих устройств [2]. В данной работе изучены температурные и магнитополевые зависимости намагниченности  $m(T, H)$  и теплоемкости  $C(T, H)$  нанокompозита, состоящего из нитей свинца, внедренных в нанопористое стекло (Pb-PG), диаметр нитей  $d = 7$  нм. Пористое стекло содержит произвольно ориентированную многосвязную систему пор одинакового размера, свинец в нанокompозите образует реплику пустот матрицы.

В сверхпроводящем состоянии на магнитополевой зависимости намагниченности  $m(H)$  нанокompозита обнаружены квазипериодические скачки. При изучении зависимости  $C(T, H)$  в Pb-PG установлено, что в той же области магнитных полей и температур под воздействием слабого внешнего нагрева ( $P \approx 1 \mu\text{W}$  при  $T = 5$  К) в образце наблюдается тепловыделение. На зависимости выделяемой в Pb-PG энергии  $E(H)$  (рис. 1) при изменении внешнего магнитного поля наблюдаются повторяющиеся области роста  $E$ . Мы полагаем, что рост  $E$  происходит в промежутках между скачками намагниченности, а величина  $E$  зависит от магнитного момента образца  $M$ . Отметим, что скачки намагниченности характеризуются высокой пиковой мощностью  $P_s \approx 1 \text{ mW}$  за время  $t < 0.1$  с, а в областях между ними тепловыделение в образце происходит в течение всего времени нагрева  $t \sim 10$  с, при этом мощность тепловыделения сравнима с мощностью внешнего нагревателя  $P \approx 1 \mu\text{W}$ .

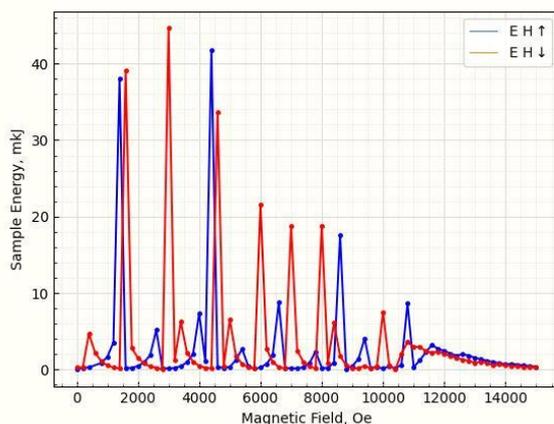


Рис. 1. Зависимость выделяемой в Pb-PG энергии от магнитного поля при  $T = 5$  К.

## Литература

1. Chenguang Huang et al 2023 Supercond. Sci. Technol. 36 015008 [10.1088/1361-6668/aca62e](https://doi.org/10.1088/1361-6668/aca62e).
2. Ze Jing AIP Advances 10, 065236 (2020) [10.1063/5.0011356](https://doi.org/10.1063/5.0011356).
3. A. E. Shitov et al 2023 Phys. Scr. 98 015835 [10.1088/1402-4896/acab95](https://doi.org/10.1088/1402-4896/acab95)

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

Шуравин Н.С.<sup>1</sup>, Карелина Л.Н.<sup>1</sup>, Тарасова И.Е.<sup>1,2</sup>, Ионин А.С.<sup>1,2</sup>, Разорёнов  
Ф.А.<sup>1,2</sup>, Больгинов В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твёрдого тела им. Ю.А. Осипьяна Российской академии наук,  
Черноголовка, Россия, *bolg@issp.ac.ru*

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский  
университет), Долгопрудный, Россия

В настоящий момент сверхпроводящие квантовые интерферометры (СКВИД) широко применяются в практических целях. Ранее было показано, что такие объекты могут быть полезны для реализации сверхпроводящих нейронных сетей, поскольку способны выполнять нелинейное преобразование входного сигнала (магнитного потока) посредством сигмоидальной [1] или гауссовой [2] зависимости. Для наилучшего совпадения реальной передаточной функции такого устройства с «целевой» необходим тщательный подбор индуктивностей их элементов [1, 3]. Поэтому создание интерферометров с заранее заданными свойствами требует численного моделирования их свойств в процессе проектирования. Одним из наиболее доступных инструментов для российских разработчиков является программа wxLL [4], выполняющая решение уравнений Максвелла и Лондонов для нахождения распределения векторного потенциала и энергии системы индуктивных сверхпроводящих линий.

В данной работе сравниваются результаты экспериментального исследования двухконтактных интерферометров различных конфигураций и моделирование их дизайнов в программе wxLL. Изучавшиеся интерферометры отличались формой и длиной сверхпроводящей петли. Предметом исследования была точность прогнозирования индуктивностей элементов интерферометров при использовании программы wxLL. При проведении эксперимента, определялись собственные индуктивности структур, а также их связь (взаимная индуктивность) с контрольной линией. В ходе моделирования были рассчитаны погонные собственные и взаимные индуктивности бесконечных полосковых линий, поперечные сечения которых соответствовали экспериментально изученным образцам. Расхождение расчетных и экспериментальных значений составило менее 1%. Полученные данные говорят о высоком потенциале программы wxLL для высокоточного проектирования сверхпроводящих интерферометров. Работа проводилась при поддержке гранта РФ № 23-72-00053. Изготовление образцов выполнено с использованием уникальной научной установки «Криоинтеграл» (УНУ № 352529) Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

### Литература

1. Ионин А.С., Шуравин Н.С., Карелина Л.Н. [и др.] // ЖЭТФ. – 2023. – Т. 164. – № 6(12). – С. 1008.
2. Ионин А.С., Карелина Л.Н., Шуравин Н.С. [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2023. – Т. 118. – № 10. – С. 761-768.
3. Soloviev I.I., Schegolev A.E., Klenov N.V. [et al.] // Journal of Applied Physics. – 2018. – Vol. 124. – P. 152113.
4. Khaраev M.M. // Superconductor Science and Technology. – 1996. – Vol. 9. – № 9. – P. 729-733.

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МАГНИТНЫХ СКЕРМИОНОВ С ПРОИЗВОЛЬНЫМИ ТОПОЛОГИЧЕСКИМИ ЗАРЯДАМИ

**Шустин М. С.<sup>1</sup>, Федосеев А. Д.<sup>1</sup>, Дзедбисашвили Д. М.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт физики им Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия,  
mshustin@yandex.ru*

Поиск аналитических профилей киральных магнитных структур типа 2D магнитных скирмионов (МС) является важным при их теоретическом описании. Поскольку уравнения Эйлера-Лагранжа (ЭЛ) для таких возбуждений не решаются точно, описание МС часто проводят с помощью аналитических пробных функций – анзацев. В настоящей работе проводится обоснование одного из широко используемых анзацев типа  $2\pi$ -доменной стенки [1] на основе симметричного анализа 1D версии уравнений ЭЛ, определяющего радиальный профиль МС. В продолжении такого рассмотрения на случаи более сложных комбинаций замкнутых доменных стенок, в т.ч. аксиально-несимметричных, предложены анзацы для экзотических магнитных вихревых структур, недавно открытых экспериментально: скирмиониума [2] скирмионов высокого порядка [3], и скирмионных мешков [4, 5]. Такие структуры обладают топологическими зарядами, отличными от заряда скирмиона  $|Q|=1$ . При использовании найденных профилей в качестве пробных функций вариационного подхода, проведена минимизация магнитного энергетического функционала, и определены оптимальные размеры киральных магнитных структур. Изучены условия их реализации, зависимости их энергий и размеров от напряженности внешнего магнитного поля, в том числе пространственно-неоднородного. Важной особенностью рассмотрения последнего являлся учет орбитальных эффектов, проявляющихся себя в виде добавки к магнитному энергетическому функционалу в виде скалярного кирального взаимодействия [6].

Полученные результаты могут быть использованы для ускорения численного нахождения областей устойчивости киральных магнитных структур. Также, предложенная аналитическая теория в дальнейшем будет использована при поиске майорановских состояний в 2D гибридных структурах сверхпроводник / ферромагнетик с экзотическими магнитными вихрями [7].

Ш.М.С. благодарит М.Н. Поткину за предложенный анзац магнитного скирмиониума и полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 23-1-3-52-1), а также частично в рамках научной тематики Госзадания ИФ СО РАН.

## Литература

1. X. S. Wang, H. Y. Yuan, and X. R. Wang // Commun. Phys. – 2018. – V. **1**. – P. 31
2. B. Seng, D. Schönke, J. Yeste, et.al. // Adv. Func. Mat. – 2021. – V. **31**. – P. 2102307.
3. M. Hassan, S. Koraltan, A. Ullrich, et.al. // Nature Physics. – 2024. – V. **20**. – P. 615–622.
4. J. Tang, Y. Wu, et.al. // Nature Nanotechnol. – 2021. – V. **16**. – P. 1086.
5. L. Yang, A. Savchenko, F. Zheng, et.al. // arXiv:2403.16931. – 2024. – P. 1-17.
6. M.S. Shustin, V.A. Stepanenko, D.M. Dzebisashvili // Phys. Rev. B. – 2023. – V. **107**. – P. 195428.
7. A. O. Zlotnikov, M. Shustin, and A. D. Fedoseev // J. Supercond. Nov. Magn. – 2023. – V. **34**. – P. 3053.

## ПРИМЕНЕНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ Nb<sub>3</sub>Sn СВЕРХПРОВОДНИКОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ «ПОРОШОК В ТРУБЕ»

Соболева Т.Ю.<sup>1</sup>, Коновалова Н.В.<sup>1</sup>, Цаплева А.С.<sup>1</sup>, Абдюханов И.М.<sup>1</sup>,  
Дергунова Е.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара, Москва, Россия

Низкотемпературные сверхпроводники (НТСП) играют ключевую роль в разработке магнитных систем с сильным полем. Создание сверхпроводящих проводов имеет большое значение и является неотъемлемой частью практически во всех областях применения магнитов с сильным полем, таких как ядерный магнитный резонанс (ЯМР), медицинские системы магнитно-резонансной томографии (МРТ) и сверхпроводящие магниты в установках физики высоких энергий [1].

Для реализации масштабных проектов, как например Будущий Кольцевой Коллайдер (FCC - Future Circular Collider), требуются целевое значение плотности критического тока ( $J_c$ ) составляет  $1500 \text{ A/mm}^2$  (в магнитном поле 16 Т при температуре 4,2К). Характеристики промышленно выпускаемых Nb<sub>3</sub>Sn сверхпроводников, изготавливаемых по методу RRP не выходят на требуемый уровень ( $\sim 1300 \text{ A/mm}^2$  в 16Тл при 4,2К). Требуемая плотность критического тока уже достигнута на экспериментальных сверхпроводниках с использованием внутреннего окисления, получаемых по методу порошок в трубе компаниями из США и Европы [2].

Для создания сверхпроводящих композиционных проводов на основе Nb<sub>3</sub>Sn используют сплавы Nb-Ta-X, легированные элементами IV группы такими как Zr или Hf имеющие большое сродство к кислороду и способные создавать соединения XO<sub>2</sub>, а также SnO<sub>2</sub>, как источник кислорода, для достижения высокой токонесущей способности в сверхпроводниках за счет роста числа центров пиннинга на микрочастицах оксидов циркония или гафния, образующихся в процессе реакционной термообработки [3].

В АО ВНИИНМ разработаны и изготовлены экспериментальные образцы одноволоконных и многоволоконных сверхпроводников, полученные методами ВИП и ПИТ, в которых в качестве оболочки используется сплавы на основе Nb-Ta-X с разными легирующими элементами. Проведены исследования особенностей структуры образующихся сверхпроводящих Nb<sub>3</sub>Sn слоев после различных режимов диффузионного отжига, где вторая высокотемпературная ступень варьировалась по температуре от 640 до 720 °С и продолжительности. Определено влияние температуры второй ступени РТО на рост толщины Nb<sub>3</sub>Sn слоя в образцах проводников. Анализ результатов исследований структуры и сверхпроводящих слоев в модельных одноволоконных проводниках разного состава после РТО показал, что наиболее толстые слои Nb<sub>3</sub>Sn образовались в проводнике с волокнами, легированными танталом и гафнием.

Проведены исследования электрофизических характеристик одноволоконных и многоволоконных проводников. Анализ результатов электрофизических характеристик стрендов после РТО показал, что наиболее высокими значениями  $T_c$  обладают проводники, с волокнами, дополнительно легированными цирконием, а также цирконием и гафнием, а наиболее высокой токонесущей способностью в магнитном поле 12 Тл обладает проводник, легированный гафнием.

### Список использованной литературы

1. Xu X., Peng X., Wan F., Rochester J., Bradford G., Jaroszynski J., Sumption M., APC Nb<sub>3</sub>Sn superconductors based on internal oxidation of Nb-Ta-Hf alloys // Supercond. Sci. Technol. 2023. № 36. P. 035012.

2. Xu X., Peng X., Rochester J., Lee J. Y., Sumption M.D. The strong influence of Ti, Zr, Hf solutes and their oxidation on microstructure and performance of Nb<sub>3</sub>Sn superconductors // J.Alloys Compounds. 2021. V. 857. P. 158270.
3. Ch.Tarantini, F. Kametani, Sh. Balachandran, S.M. Heald, L. Wheatley, Ch.R.M. Grovenor, M.P. Moody, Yi-Feng Su, P.J. Lee, D.C. Larbalestier. Origin of the enhanced Nb<sub>3</sub>Sn performance by combined Hf and Ta doping. – Scientific Reports. – 2021. – 11:17845. <https://doi.org/10.1038/s41598-021-97353-w>.

# СПИНОВАЯ ДИНАМИКА ФЕРРО-АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА НА КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКЕ $\text{BaCdVO}(\text{PO}_4)_2$

**Солдатов Т. А., Смирнов А. И.**

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, г. Москва, 119334,  
Россия, tim-sold@yandex.ru*

В кристаллах  $\text{BaCdVO}(\text{PO}_4)_2$  со слоистой магнитной структурой на квадратной решетке реализуется особый тип фрустрации ферро- и антиферромагнитных обменных связей на сторонах и диагоналях квадратов. Теоретический анализ показывает, что в этих условиях в полях, близких к насыщению, может реализоваться фаза спинового нематика, в которой средний магнитный момент на узле решетки равен нулю, однако существуют корреляции, нарушающие инвариантность по отношению к поворотам в спиновом пространстве и не нарушающие инвариантность относительно обращения времени [1-3].

Температура Нееля  $\text{BaCdVO}(\text{PO}_4)_2$  равна 1.05 К, а спины в слабом поле упорядочены коллинеарно [4]. Предшествующие эксперименты показывают, что при низких температурах антиферромагнитное упорядочение спинов исчезает в поле  $H_{c1} = 4$  Т, однако насыщение магнитного момента происходит в поле  $H_{\text{sat}} = 6.5$  Т. Причем в поле  $H_{c1}$  момент достигает 98 % от полного насыщения. В диапазоне полей от  $H_{c1}$  до  $H_{\text{sat}}$  предполагается формирование спин-нематического состояния [4].

В нашей работе мы изучили спектры магнитного резонанса в  $\text{BaCdVO}(\text{PO}_4)_2$  в диапазоне частот 0.5 - 100 ГГц при температурах от 0.45 К до 2 К, включая область полей от  $H_{c1}$  до  $H_{\text{sat}}$ . Спектр антиферромагнитного резонанса содержит две резонансные моды с щелями  $\Delta_1 = 12.8$  ГГц и  $\Delta_2 = 17.3$  ГГц и полностью соответствует спектру коллинеарного антиферромагнетика с двухосной анизотропией. Примечательным в нашем исследовании [5] является обнаружение в специальном эксперименте на низкой частоте 2 ГГц и с продольной поляризацией микроволнового поля спин-флип моды, которая демонстрирует полное смягчение в поле  $H_{c1} = 4$  Т, а не в поле насыщения  $H_{\text{sat}} = 6.5$  Т. Этот результат показывает, что магнитное упорядочение, в том числе и нематического типа, в интервале полей между  $H_{c1}$  и  $H_{\text{sat}}$  отсутствует, а неполное насыщение связано, по-видимому, с небольшим количеством дефектов. Недавние эксперименты по ЯМР [6] подтверждают отсутствие нематической фазы в сильных полях, полагая, что слабая остаточная полевая зависимость намагниченности выше поля  $H_{c1} = 4$  Т скорее всего связана с наличием слабого взаимодействия Дзялошинского-Мория.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00259.*

## Литература

- [1] A. F. Andreev, I. A. Grishchuk, Sov. Phys. JETP 60, 267 (1984).
- [2] M. E. Zhitomirsky, H. Tsunetsugu, Europhys. Lett. **92**, 37001 (2010).
- [3] Sh. Jiang et al, Phys. Rev. Lett. **130**, 116701 (2023).
- [4] K. Yu. Povarov et al, Phys. Rev. B **99**, 024413 (2019).
- [5] T. A. Soldatov, A. I. Smirnov, Phys. Rev. B **107**, 174423 (2023).
- [6] K. M. Ranjith et al, arXiv:2401.05269 (2024).

# МАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА В ДИПОЛЬНОМ МАГНЕТИКЕ LiGdF<sub>4</sub>

Сосин С. С.<sup>1\*</sup>, Смирнов А. И.<sup>1</sup>, Солдатов Т. А.<sup>1</sup>, Эдельман В. С.<sup>1</sup>  
Кораблева С. Л.<sup>2</sup>, Морозов О. А.<sup>2</sup>, Романова И. В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФП им. П.Л. Капицы РАН, Москва, Россия, \*sosin@kapitza.ras.ru

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Основным взаимодействием между редкоземельными магнитными ионами в тетрафторидах LiREF<sub>4</sub> считается дипольное взаимодействие. Тем не менее, магнитное упорядочение в различных соединениях этого семейства существенно зависит от типа анизотропии. Например, сильно легкоосный LiHoF<sub>4</sub> является ферромагнетиком с  $T_C=1.53$  К, в то время как легкоплоскостный LiErF<sub>4</sub> упорядочивается антиферромагнитно ниже  $T_N=0.38$  К. В наиболее изотропной системе на основе иона Gd<sup>3+</sup> упорядочения не обнаружено как минимум до 0.4 К [1], что является результатом обнаруженного недавно тонкого баланса трех взаимодействий: дипольного, обменного и слабой легкоосной анизотропии [2]. Данный эффект можно рассматривать в качестве скрытой фрустрации нового типа, что открывает как воз-

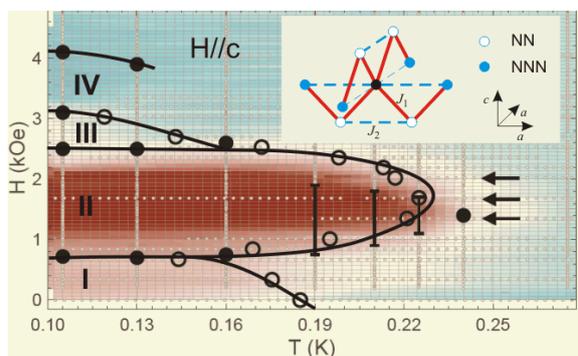


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма LiGdF<sub>4</sub>, полученная из микроволновых измерений при температурах криостата растворения. На вставке показано магнитное окружение каждого редкоземельного иона в кристаллической структуре.

можности обнаружения новых экзотических магнитных фаз, так и прикладных применений данной системы для целей магнитного охлаждения. В данной работе с помощью микроволновой спектроскопии проведено исследование магнитной фазовой диаграммы и спектров возбуждений в LiGdF<sub>4</sub> в области температур до 100 мК. Спектры поглощения, полученные при развертке магнитного поля и температуры на частоте  $\nu=35.35$  ГГц, объединены в цветовую диаграмму на рис. 1. Нерезонансные особенности на спектрах, соответствующие фазовым переходам, показаны закрытыми и открытыми точками, соответственно. Для наглядности проведены примерные линии разделения фаз. Температура упорядочения  $T_N=0.19$  К при  $H=0$  оказывается много ниже энергии каждого магнитного взаимодействия в системе за счет их взаимной компенсации. В магнитном поле наблюдается несколько фазовых переходов вплоть до насыщения в поле  $H_{sat}\approx 4$  кЭ. В одной из индуцированных полей фаз обнаружены моды магнитного резонанса, положения которых отмечены стрелками. На данный момент происхождение наблюдаемых фаз не объяснено. Необходимо теоретическое рассмотрение системы ортогональных спиновых цепочек из треугольников с общими сторонами с ближайшими и следующими соседями, которая предположительно сводится к эффективной  $J_1$ - $J_2$  модели во внешнем поле.

Работа поддержана грантом РФФИ №22-12-00259.

1. T. Numazawa, K. Kamiya, P. Shirron *et al.*, AIP Conf. Proc. **850**, 1579 (2006).
2. S.S. Sosin, A.F. Iafarova, I.V. Romanova *et al.*, JETP Lett. **116**, 771 (2022).

## ОСОБЕННОСТИ КОЛЕБАНИЙ НЕМАТИЧЕСКОГО АЭРОГЕЛЯ В СВЕРХТЕКУЧЕМ He-3

Суровцев Е. В.

*Институт Физических Проблем им. П.Л. Капицы РАН, г. Москва, Россия,  
e.v.surovtsev@gmail.com*

Эксперименты с колеблющимся в сверхтекучем He-3 нематическим аэрогелем, который прикреплен к тонкой сверхпроводящей П-образной нити, позволяют исследовать сверхтекучие свойства новых фаз, которые становятся устойчивыми в He-3 внутри анизотропных аэрогелей. В такого рода экспериментах наблюдаются две колебательные моды: первая из них соответствует механическим колебаниям составной системы и существует во всем диапазоне температур, а вторая возникает в момент перехода He-3 в сверхтекучее состояние внутри аэрогеля и является аналогом второго звука в системе. Температурные зависимости частот двух наблюдаемых колебательных мод оказываются чувствительны к величине сверхтекучей плотности фазы He-3 внутри аэрогеля. Несмотря на то, что тип колебаний системы легко угадывается, величина сверхтекучей плотности, которая может быть вычислена из экспериментальных данных с помощью уравнений двухжидкостной гидродинамики в присутствии примесей (теория Халатникова), противоречит разумным предположениям. В частности, величина сверхтекучей плотности полярной фазы сверхтекучего He-3, вычисленная на основе температурной зависимости первой колебательной моды при помощи простых моделей протекания сверхтекучей компоненты через аэрогель, оказывается примерно в два раза больше, чем её величина, предсказанная для чистого He-3. В тоже время, сверхтекучая плотность, вычисленная при помощи второй колебательной моды, зависит от температуры нехарактерным для теории Гинзбурга-Ландау образом. В докладе будет показано, что наблюдаемые несоответствия связаны с характерными особенностями, исследуемой системы: анизотропией аэрогеля (аксиальная симметрия) и большой разницей между скоростью первого звука в He-3 и скоростями звука в аэрогеле. Будет продемонстрировано, что учет дополнительного феноменологического члена в энергии системы, описывающего взаимодействие анизотропного аэрогеля и He-3, а также использование гидродинамических граничных условий, позволяет полностью описать наблюдаемые в экспериментах температурные зависимости частот колебаний, при этом никаких отклонений сверхтекучей плотности от ее объемного значения не требуется.

### Литература

1. Dmitriev V. V., Kutuzov M. S., Soldatov A. A., Surovtsev E. V., Yudin A. N. // *Pis'ma v ZhETF*. – 2020. – vol. 112, iss. 12. – pp. 820 – 821.
2. Суровцев Е.В.// *ЖЭТФ*. – 2022. – Т. 162. – Вып. 6(12). – С. 917 – 925.
3. Суровцев Е.В.// *Письма в ЖЭТФ*. – 2022. – Т. 116 – Вып. 10. – С. 724 – 732.
4. Суровцев Е.В.// *Письма в ЖЭТФ*. – 2023. – Т. 118 – Вып. 10. – С. 754 – 760.

## СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ КРИСТАЛЛОВ СЕМЕЙСТВА $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$

Шевчун А.Ф., Шовкун А.Д., Шовкун Д.В., Прокудина М.Г., Трунин М.Р.

*Институт Физики Твёрдого Тела РАН имени Ю.А. Осипьяна,  
г. Черноголовка, Россия, [shevchun@issp.ac.ru](mailto:shevchun@issp.ac.ru)*

Синтезированы и исследованы на высоких частотах электромагнитные свойства кристаллов висмутовых сверхпроводников  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$  с разным содержанием (x) лантана.

Кристаллы выращивались методом оптической зонной плавки (TSFZ-travelling-solvent floating zone) [1]. В радиочастотном диапазоне для идентификации температуры  $T_c$  сверхпроводящего перехода и его ширины измерялись температурные зависимости динамической магнитной восприимчивости на частоте 100 кГц [2]. Прецизионные измерения компонент поверхностного импеданса  $Z(T)=R(T)+iX(T)$  ниже и выше  $T_c$  проводились на частотах 9.42 ГГц и 28.2 ГГц [3].

В области оптимального допирования  $x \approx 0.4$  для кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.6}\text{La}_{0.4}\text{CuO}_{6+\delta}$  при  $T > T_c \approx 32$  К характерно металлическое поведение с удельным сопротивлением  $\rho_{ab}(40 \text{ K}) \approx 80$  мкОм·см. Найденное из измерений поверхностного импеданса при  $T < T_c$  значение глубины проникновения магнитного поля при  $T \rightarrow 0$   $\lambda_{ab}(0 \text{ K}) \approx 200$  нм, а её температурная зависимость  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  оказалась приблизительно линейной.

Измерения кристаллов недодопированного состава  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.3}\text{La}_{0.7}\text{CuO}_{6+\delta}$  ( $x \approx 0.7$ ) с  $T_c \approx 16$  К демонстрируют существенные отличия. Хотя в нормальном состоянии по-прежнему выполнялся критерий нормального скин-эффекта  $R(T)=X(T)$  при  $T > T_c$ , величина  $\rho_{ab}(40 \text{ K}) \approx 600$  мкОм·см стала на порядок больше. Наблюдалась квадратичная температурная зависимость глубины проникновения  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  при  $T < T_c$ , а её значение при  $T \rightarrow 0$   $\lambda_{ab}(0 \text{ K}) \approx 3300$  нм также существенно увеличилось.

В работе анализируются особенности температурных зависимостей компонент проводимости кристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$  и проведено сравнение с теоретическими моделями электромагнитного отклика сверхпроводников этого класса.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

1. Шовкун А.Д., Шевчун А.Ф., Шовкун Д.В., Барковский Н.В. // Поверхность. Рентгеновские, Синхротронные и Нейтронные Исследования. – 2022. – Т. 2. – № 2. – С. 63–74.
2. Shovkun D.V., Trunin M.R., Zhukov A.A., Nefyodov Yu.A., Bontemps N., Enríquez H., A. Buzdin A., M. Daumens M., Tamegai T. // JETP Letters. – 2000. – V. 71.- No. 2. – PP. 92–96.
3. Шевчун А.Ф., Трунин М.Р. // ПТЭ. – 2006. – № 5. – С. 82-89.

## Перспективы $p$ -спаривания и сверхтекучести в ферми-газе атомов диспрозия

Турлапов А. В.<sup>1,2,\*</sup>, Виноградов В. А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова, Н.Новгород,

\*[turlapov@appl.sci-nnov.ru](mailto:turlapov@appl.sci-nnov.ru)

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный

Для ферми-газа диспрозия с магнитным диполь-дипольным взаимодействием обсуждается возможность получения сверхтекучих фаз [1]. Показаны препятствия и пути их преодоления. Искомые фазы похожи на фазу A1 и полярную  $\beta$ -фазу в гелии-3. В диспрозии, как ожидается, макроскопические свойства фазы будут определяться симметрией парных взаимодействий. Предполагается наблюдение за кинетикой формирования фаз и спонтанным выбором между двумя вырожденными по энергии фазами с разной проекцией момента импульса.

### Литература

1. Виноградов В. А., Карпов К. А., Платонова М. В., Турлапов А. В. // Перспективы анизотропной сверхтекучести в ферми-газе диспрозия. КЭ. – 2022. – № 6. С. – 528-531.

## СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Nb_xBi_2Se_3$

Тютвинов В.А.<sup>1,2</sup>, Сидельников М.С.<sup>1</sup>, Тимонина А.В.<sup>1</sup>, Колесников Н.Н.<sup>1</sup>,  
Зверев В.Н.<sup>1</sup>, Винников Л.Я.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твёрдого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

Топологические сверхпроводники на основе монокристаллов  $Bi_2Se_3$ , допированных Cu, Sr или Nb, представляют интерес из-за нетривиальной структуры сверхпроводящей щели [1, 2]. Среди упомянутых соединений  $Nb_xBi_2Se_3$  наименее изучено [1]. Кроме того, предполагалось, что эти соединения неустойчивы при нормальных условиях [1, 3-4].

В работе исследовались кристаллы, выращенные из расплава методом температурного градиента. На Рис. 1 представлены результаты измерений температурной зависимости динамической восприимчивости на исходном монокристалле  $Nb_{0,25}Bi_2Se_3$  с температурой сверхпроводящего перехода  $T_c \approx 3.3$  K, и на том же кристалле спустя 3 месяца хранения образца в воздушной среде в нормальных условиях.

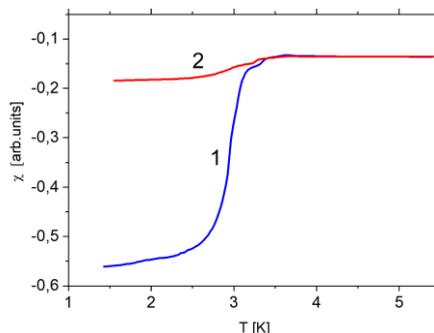


Рис. 1. Зависимость динамической магнитной восприимчивости от температуры монокристалла  $Nb_{0,25}Bi_2Se_3$ . 1 – исходный образец, 2 – через 3 месяца. Обе кривые приведены в одном масштабе.

При повторном измерении  $\chi(T)$  (кривая 2 на Рис. 1) сверхпроводящий отклик уменьшился примерно на порядок, что свидетельствует о резком уменьшении доли сверхпроводящей фазы.

Из-за нарушения симметрии вращения в данных кристаллах при переходе в сверхпроводящее состояние величина параметра порядка зависит от направления. Такое состояние называется нематической фазой топологического сверхпроводника [5]. Прямые наблюдения анизотропии параметра порядка были проведены с помощью СТМ только в образцах  $Cu_xBi_2Se_3$  [1, 6]. В дальнейшем предполагается исследовать анизотропию вихревой решётки кристаллов  $Nb_{0,25}Bi_2Se_3$  с помощью техники декорирования [7] после модификации процесса синтеза.

### Литература

1. Yonezawa S. // Condens. Matter - 2019 - 4, 2.
2. Fu L, Berg E. // Phys. Rev. Lett. - 2010 - 105, 097001.
3. Hor Y.S., Williams A.J., Checkelsky J.G., et al. // Phys. Rev. Lett. - 2010 - 104, 057001.
4. Kuntsevich A., Bryzgalov M., Prudkoglyad V. et al. // New J. Phys. - 2018 - 20, 103022.
5. Fu L. // Phys. Rev. B - 2014 - 90, 100509(R).
6. Kriener M., Segawa K, Ren Z. et al. // Phys. Rev. Lett. - 2011 - 106, 127004.
7. Vinnikov L., Veshchunov I., Sidelnikov M., Stolyarov V. // Instruments and Experimental Techniques. – 2019. – Т. 62. – С. 587-593.

# МАГНИТНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ФАЗОВО-РАССЛОЕННОМ МАНГАНИТЕ $\text{La}_{0.60}\text{Sr}_{0.35}\text{Ce}_{0.05}\text{Mn}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_{3+\gamma}$

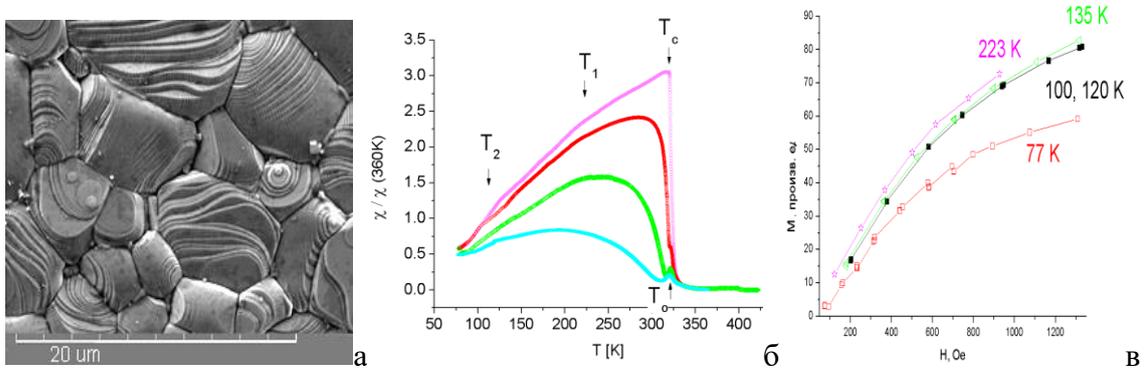
Евстигнеев Р.С.<sup>1</sup>, Успенская Л.С.<sup>1</sup>, Баделин А.Г.<sup>2</sup>, Карпасюк В.К.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФТТ РАН им Ю.А. Осипьяна., Черногловка, Россия, uspenska@issp.ac.ru

<sup>2</sup>АГУ им. В.Н. Татищева, Астрахань, Россия, vkarpsyuk@mail.ru

Манганиты лантана привлекают внимание исследователей и разработчиков новых материалов, поскольку характеризуются тесной взаимосвязью зарядового, спинового и орбитального упорядочений, обладают колоссальным магнитосопротивлением, с которым могут сочетаться эффекты гигантской магнитострикции и электрического переключения [1, 2]. Требуемые функциональные параметры манганитов достигаются обычно путем легирования базового состава (например, La-Sr системы) соответствующими ионами.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования магнитных свойств и фазовых превращений в поликристаллических манганитах  $\text{La}_{0.600}\text{Sr}_{0.35}\text{Ce}_{0.050}\text{Mn}_{0.950}\text{Co}_{0.050}\text{O}_{3+\gamma}$ , изготовленных по керамической технологии [3]. Полученные образцы однофазны и имеют ромбоэдрическую структуру, но характеризуются наличием микроискажений и модулированных структур, которые наблюдаются на электронно-микроскопических изображениях кристаллитов (рис.а). В манганитах обнаружены три магнитных перехода в области температур  $T = 77 - 320$  К (рис.б), т.е. ниже температуры ферромагнитного перехода, которые удалось выявить с помощью индукционных исследований и магнитометрии в постоянных магнитных полях и расшифровать с применением магнитооптической визуализации [4]. Установлено необычное понижение магнитного момента при  $T < 200$  К (рис.с).



а-вид микроструктуры  $\text{La}_{0.60}\text{Sr}_{0.35}\text{Ce}_{0.05}\text{Mn}_{0.95}\text{Co}_{0.05}\text{O}_{3+\gamma}$  во вторичных электронах, б-изменение температурного хода магнитной восприимчивости под действием поля  $H = 0, 270, 560$  и  $1300$  Э, в-зависимость намагниченности от магнитного поля при  $T = 223, 135, 100-120$  и  $77$  К

Исследования выполнены в ИФТТ РАН, образцы изготовлены в АГУ в рамках проекта РНФ No. 23-22-10005

## Литература

1. Бебенин Н.Г., Зайнуллина Р.И., Устинов В.В. // УФН. - 2018. - Т. 188. - №8. - С. 801-820.
2. Локтев В.М., Погорелов Ю.Г. // ФНТ. - 2000. - Т. 26. - № 3. - С. 232-261.
3. Мусаева З.Р., Выборнов Н.А., Карпасюк В.К., Смирнов А.М., Успенская Л.С., Язенков С.Х. // Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед. - 2007, - Т. 7. - С. 66-71.
4. Тулина Н.А., Успенская Л.С., Муковский Я.М., Шулятев Д.А. // Известия РАН., сер.физ. - 2006. - Т. 70. - С. 1045-1047.

# LOW-TEMPERATURE NONPARABOLIC MAGNETORESISTANCE IN HoTe<sub>3</sub>

Voropaev D.M.<sup>1,2</sup>, Cohn I.A.<sup>1,3</sup>, Tyumentsev M.M.<sup>1,3</sup>, Grigoriev P.D.<sup>4</sup>,  
Zaitsev-Zotov S.V.<sup>1,3</sup>, Pachoud E.<sup>5</sup>, Hadj-Azzem A., Monceau P.<sup>5</sup>

<sup>1</sup>*Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia*

<sup>3</sup>*Higher School of Economics, Moscow, Russia*

<sup>4</sup>*L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Chernogolovka, Russia*

<sup>5</sup>*Université Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, Institut NEEL, Grenoble, France*

Electron-phonon interaction often leads to breaking of the symmetry of ground states in solids, for instance to the development of a charge density wave (CDW). The CDW ground state is characterized by the spatial modulation of electron density  $\rho \propto \cos(\mathbf{Q}_{CDW}\mathbf{r} + \phi)$  and by the periodic lattice distortion with the same wave vector  $\mathbf{Q}_{CDW}$ , causing the opening of a gap in the electronic spectrum [1]. In some cases, the ground state arising due to the formation of CDW may be semimetallic, if electronic and hole pockets remain on the Fermi surface. Quasi-two-dimensional (q-2D) tritelluride HoTe<sub>3</sub> is just such a material. This compound has an orthorhombic crystal structure (Cmcm space group) and consists of double Te planes separated by corrugated RTe planes; b-axis is perpendicular to the Te planes. HoTe<sub>3</sub> demonstrates the transition to a state with a CDW with  $\mathbf{Q}_{CDW1} = (0, 0; \sim 2c^*/7)$  incommensurate with the lattice at  $T_{P1} = 283$  K. A second CDW transition with  $\mathbf{Q}_{CDW2} = (\sim 2a^*/7, 0, 0)$  perpendicular to  $\mathbf{Q}_{CDW1}$  develops at  $T_{P2} = 110$  K.

Previously, transverse magnetoresistance (MR) in this compound was studied at temperatures  $> 20$  K for only one of the directions [2]. It was found that with a decrease in temperature, the MR of HoTe<sub>3</sub> gradually changes from quadratic to linear. Here we present our results of studying the transverse MR of this HoTe<sub>3</sub> compound at significantly lower temperatures up to 2.8 K for two perpendicular directions in magnetic fields up to 7 T. It turns out that at  $T=2.8$  K the MC is positive and linear for resistance component along the  $c$  direction and sublinear and approximately two times smaller for the  $a$  direction. The MR anisotropy observed indicates a strongly anisotropic reconstruction of the Fermi surface due to CDW and may provide useful information about it. Earlier, linear MR was observed in such materials with CDW as quasi-1D NbSe<sub>3</sub> [3], quasi-2D transition metal trihalogenides, TbTe<sub>3</sub> and HoTe<sub>3</sub> at higher temperatures [2] and was associated with the dependence of the electron scattering time at the "hot spots" of the Fermi surface  $\tau_{hs}$  on the magnetic field,  $\tau_{hs} \propto 1/H$  [2]. The deviation from the linear MR for only one direction indicates a strong anisotropy of the Fermi surface in the CDW state and the competition of several electron scattering mechanisms, including "hot spots", crystal defects, *etc.*

Financial support from RScF (project #22-42-09018) is acknowledged.

## Literature

1. Monceau P. Electronic crystals: an experimental overview // *Advances in Physics*. – 2012. – T. 61. – № 4. C. – 325-581.
2. Sinchenko, A. A., Grigoriev, P. D., Lejay, P., & Monceau, P. Linear magnetoresistance in the charge density wave state of quasi-two-dimensional rare-earth tritellurides // *Physical Review B*. – 2017. – T. 96. – № 24. – C. 245129.
3. Richard J., Monceau P., Renard M. Nonlinear magnetoresistance and charge-density-wave depinning at liquid-helium temperatures in NbSe<sub>3</sub> // *Physical Review B*. – 1987. – T. 35. – № 9. C. – 4533.

## ДЕФЕКТЫ СТРУКТУРЫ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ПОДРЕШЁТКИ LuB<sub>12</sub> СОГЛАСНО ДАННЫМ ЯМР <sup>175</sup>Lu.

Вяселев О.М.<sup>1</sup>, Гиппиус А.А.<sup>2</sup>, Случанко Н.Е.<sup>3</sup>, Шицевалова Н.Ю.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт физики твёрдого тела им. Ю.А.Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия,  
vyasel@issp.ac.ru.

<sup>2</sup>Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова; Физический  
институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия, gippius@mail.ru.

<sup>3</sup>Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия, nes@lt.gpi.ru.

<sup>4</sup>Институт проблем материаловедения им.И.Н.Францевича ИАНУ, Киев, Украина,  
nshitsevalova@gmail.com.

Методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) на ядрах <sup>175</sup>Lu в температурном диапазоне 10-300 К исследован сверхпроводник LuB<sub>12</sub> с целью изучения связанной с динамическим эффектом Яна-Теллера решёточной нестабильности как вероятной причины низкой  $T_C \approx 0,4$  К (по сравнению с ZrB<sub>12</sub>, где  $T_C \approx 6$  К) [1]. В идеальной кубической решётке LuB<sub>12</sub>, группа  $Fm\bar{3}m$ , атом Lu занимает центрально-симметричную позицию (0,0,0). Благодаря большому квадрупольному моменту ядра <sup>175</sup>Lu (спин 7/2) его спектр ЯМР очень чувствителен к дефектам кристаллической структуры: при нарушении кубической симметрии частота “сателлитных” переходов ( $\pm 7/2 \leftrightarrow \pm 5/2$ ,  $\pm 5/2 \leftrightarrow \pm 3/2$ ,  $\pm 3/2 \leftrightarrow \pm 1/2$ ) обретает квадрупольный сдвиг в I порядке теории возмущений.

Результаты ЯМР исследования показали, что спектр <sup>175</sup>Lu уширен вследствие разброса квадрупольных сдвигов частоты, вызванного наличием дефектов в подрешётке Lu. Для объяснения обнаруженного гистерезиса температурной зависимости ширины линии <sup>175</sup>Lu предложен сценарий "кристаллизации дефектов структуры", в котором дефекты подрешётки Lu, разупорядоченные при комнатной температуре, трансформируются при понижении температуры в более симметричную и устойчивую конфигурацию, обусловленную, по-видимому, статическими искажениями борного каркаса благодаря кооперативному эффекту Яна-Теллера.

Спин-решёточная релаксация <sup>175</sup>Lu при  $T < 25$  К линейна по  $T$ , что характерно для магнитной релаксации через электроны проводимости. В интервале  $25 < T < 140$  К доминирует вклад со щелевым характером  $\exp(-204/T)$ , характерный для квадрупольного орбаховского механизма релаксации. При  $T > 140$  К к нему добавляется степенной вклад  $T^4$ , свойственный квадрупольному рамановскому механизму.

### Литература

1. A. Azarevich *et al.* // Phys. Rev. B. – 2021. – Т. 103. – С. 104515..

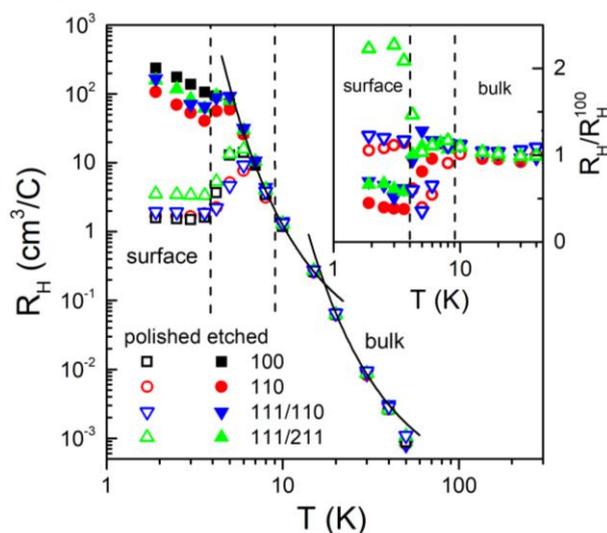
## ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ НА ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В $\text{SmB}_6$

Журкин В.С., Божко А.Д., Глушков В.В.

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

E-mail: [dok5555@mail.ru](mailto:dok5555@mail.ru)

Гексаборид самария является классической системой с сильными электронными корреляциями, в которой состояния ионов самария с разным числом валентных  $4f$ -электронов оказываются вырожденными. Нецелочисленная валентность иона самария ( $\nu \approx 2.6$ ) приводит к частичной делокализации  $4f$ -состояний и флуктуациям магнитного момента.  $\text{SmB}_6$  принято относить к топологическим Кондо изоляторам (ТКИ) [1]. Согласно модели ТКИ конечная проводимость  $\text{SmB}_6$  определяется поверхностными состояниями электронов с дираковским спектром, возникающими из-за нетривиальной топологии зонной структуры. Однако влияние свойств поверхности  $\text{SmB}_6$  на параметры этих состояний в настоящее время не изучено.



В работе представлены результаты исследования влияния состояния поверхности на гальваномагнитные свойства (сопротивление и эффект Холла) монокристаллических образцов  $\text{SmB}_6$  с различной ориентацией граней (см. рис.1). 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  $\text{SmB}_6$ ,

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 [2]. 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. Полученные результаты указывают на необходимость дальнейшего изучения эффектов, вызванных изгибом зон под влиянием потенциала поверхности, а также возможной эволюции структуры спектра возбуждений ТКИ, обусловленной влиянием зарядовых флуктуаций.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №22-22-00990.

### Литература

1. Dzero M., Sun K., Galitski V., Coleman P. // Phys. Rev. Lett. – 2010. – V. 104. – P. 106408.
2. Глушков В. В., Журкин В. С., Божко А. Д., Кудрявцев О. Е., Андрияшечкин Б. В., Комаров Н. С., Воронов В. В., Шицевалова Н. Ю., Филипов В. Б. // Письма в ЖЭТФ. – 2022. – Т. 116. – № 11. – С. 770-776.

# EVOLUTION OF SURFACE CONDUCTIVITY IN $\text{SmB}_6$ UNDER NONMAGNETIC ( $\text{Yb}^{2+}$ ) AND MAGNETIC ( $\text{Eu}^{2+}$ ) DOPING

Anisimov M.<sup>1,2</sup>, Zhurkin V.<sup>1</sup>, Voronov V.<sup>1</sup>, Bogach A.<sup>1</sup>, Bozhko A.<sup>1</sup>, Demishev S.<sup>1,2,3</sup>, Shitsevalova N.<sup>4</sup>, Gabáni S.<sup>5</sup>, Flachbart K.<sup>5</sup>, Glushkov V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia,*

E-mail: anisimov.m.a@gmail.com

<sup>2</sup>*Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of RAS, Troitsk, Russia*

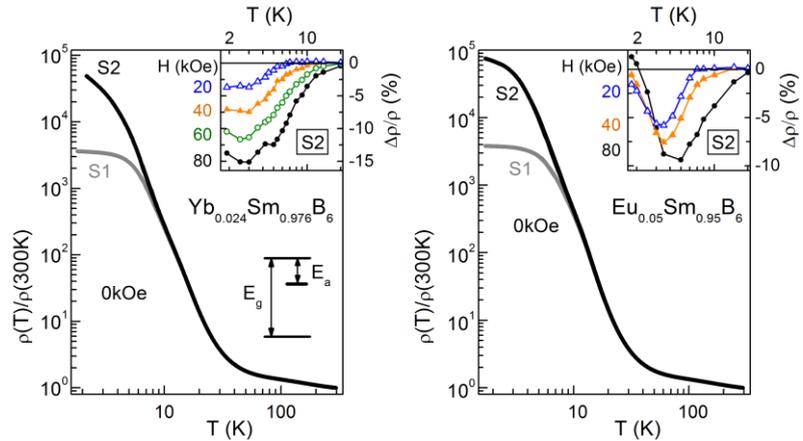
<sup>3</sup>*National Research University 'Higher School of Economics', Moscow, Russia*

<sup>4</sup>*Frantsevich Institute for Problems of Materials Science NASU, Kyiv, Ukraine*

<sup>5</sup>*Institute of Experimental Physics SAS, Košice, Slovakia*

Among of rare-earth (RE) hexaborides only two compounds  $\text{SmB}_6$  and  $\text{YbB}_6$  are discussed in literature to be members of a new class of 3D topological insulators (TI) [1]. However, their ground states originate due to different physical mechanisms, including Kondo  $4f$ - $5d$  hybridization and  $5d$ - $2p$  band inversion, respectively. Current activity in  $\text{SmB}_6$  physics includes also the study of diluted systems.

Here we report a comparative research of magnetotransport (resistivity and transverse magnetoresistance) measured on high quality single crystals of  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{B}_6$  and  $\text{Eu}_x\text{Sm}_{1-x}\text{B}_6$  solid solutions ( $x \leq 0.05$ ) at temperatures 1.7 – 300 K in magnetic fields up to 82 kOe. The choice of dopant was determined by the fact that the presence of magnetic/nonmagnetic ( $\text{Eu}^{2+}/\text{Yb}^{2+}$ ) impurity in parent  $\text{SmB}_6$  matrix should lift/not lift the topological protection of surface states.



Based on the two-gap paradigm the  $x$ -evolution of electron spectra in  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{B}_6$  and  $\text{Eu}_x\text{Sm}_{1-x}\text{B}_6$  was studied. Our data show that both the  $4f$  lattice coherence ( $E_g$ ) and the intrinsic gap ( $E_a$ ) related to many-body states (lower inset in Fig.1a) survive under RE doping at least for  $x \approx 0.02 - 0.024$ . We also suggest that the point  $x(\text{Eu}) = 0.05$  can be treated as an upper limit of the small gap closing in  $\text{Eu}_x\text{Sm}_{1-x}\text{B}_6$  materials. In  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{B}_6$  family a negative linear transverse magnetoresistance (TMR) was detected for the first time in the regime of surface conductivity ( $T < T^* \approx 5$  K). It was found, that the effect of surface treatment survives for diluted compounds regardless of the substitution with magnetic or nonmagnetic divalent impurity (Figs.1a-b). The TMR anomaly at  $T^*$  caused possibly by the topological protection of surface states in  $\text{SmB}_6$  is found to survive in Eu-doped compounds but disappears almost completely for Yb-doped compositions in the same fixed magnetic fields (upper insets in Figs.1a-b). This paradoxical observation is not consistent with general predictions of the topological Kondo insulator model.

This work was supported by the Russian Science Foundation №22-22-00990.

## References

1. Dzero M., Sun K., Galitskii V., Coleman P. // Phys. Rev. Lett. – 2010. – V. 104. – P. 106408.

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ МЕТАЛЛИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ТВЁРДОМ РАСТВОРЕ $\text{Bi}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ , ЛЕГИРОВАННОМ $\text{Mn}$

Абдуллаев Н. А.<sup>1,2</sup>, Алигулиева Х. В.<sup>3</sup>, Зверев В. Н.<sup>4</sup>,  
Кахраманов С. Ш.<sup>1</sup>, Наджафов А. И.<sup>1</sup>, Мамедов Т. Г.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики Мин. науки и обр., Баку, Азербайджан,  
samir.gahramanov@gmail.com

<sup>2</sup>Бакинский государственный университет, Баку, Азербайджан, abnadir@mail.ru

<sup>3</sup>Сумгаитский государственный университет, Сумгаит, Азербайджан,  
xayala-firuz@yandex.ru

<sup>4</sup>Институт физики твёрдого тела РАН, Черногловка, Россия, zverev@issp.ac.ru

С научной и практической точки зрения твёрдые растворы  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  привлекают внимание в основном по трём причинам: а) в зависимости от содержания атомов  $\text{Sb}$  эти соединения являются металлами, полупроводниками или полуметаллами; б) твёрдые растворы  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  используются в качестве материалов эффективных термоэлектрических преобразователей; в) твёрдые растворы  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  являются топологическими изоляторами.

В области концентраций атомов  $\text{Sb}$   $0,07 < x < 0,22$  сплавы являются полупроводниками, характеризующимися малым энергетическим зазором, максимальное значение которого  $\sim 14$  мэВ, находится в районе 16-17 ат. %  $\text{Sb}$ . Нами была исследована электропроводность образцов с концентрацией  $x=0,1$ , т.е. соединения  $\text{Bi}_{0,9}\text{Sb}_{0,1}$ . Зависимость  $\rho(T)$  имеет характерный “полупроводниковый” ход (рисунок 1): сначала с 300К с понижением температуры сопротивление уменьшается вследствие увеличения подвижности носителей заряда, а примерно при  $T=70-80\text{K}$  наблюдается экспоненциальный рост сопротивления, обусловленный “вымораживанием” собственных носителей заряда с энергией активации  $\Delta E=9,5$  мэВ (рис. 1б) вплоть до температур  $\sim 25-30\text{K}$ . Ниже температуры 25К наблюдается дальнейшее понижение сопротивления с уменьшением температуры – в этой области температур перенос заряда осуществляется по примесной зоне. Аналогичный рис. 1а горб при температурах 25-30К в температурной зависимости  $\rho(T)$  наблюдается и в кристаллах германия  $\text{Ge}$ , легированных сурьмой  $\text{Sb}$  [1].

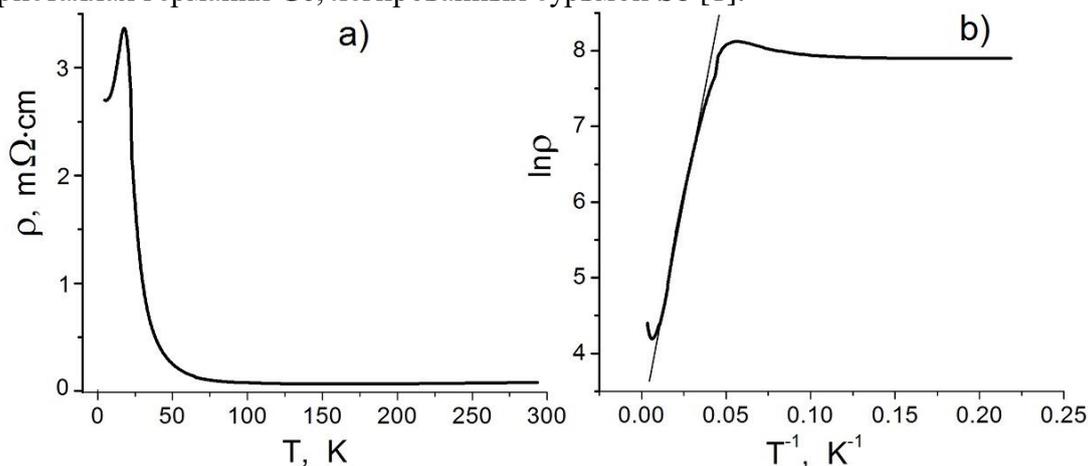


Рисунок 1. Температурные зависимости удельного сопротивления образцов  $\text{Bi}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ , легированного 1 ат.%  $\text{Mn}$ : а) в обычных координатах, б) в координатах Аррениуса.

### Литература

1. Ootuka Y., Kawabata A. // Progress of Theoretical Physics. Suppl. – 1985. - № 84. P. 249-268.

## ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНЫХ КЛАСТЕРОВ СКАНДИЯ В СПЛАВАХ $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$

Богданов Е. В.<sup>1</sup>, Скипетров Е. П.<sup>1</sup>, Ковалев Б. Б.<sup>1</sup>, Скипетрова Л. А.<sup>1</sup>,  
Кнотко А. В.<sup>1</sup>, Емельянов А. В.<sup>2</sup>, Талденков А. Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
г. Москва, Россия, E-mail: bev@mig.phys.msu.ru

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,  
г. Москва, Россия, E-mail: Taldenkov\_AN@nrcki.ru

Долгое время считалось, что полупроводники  $A^4B^6$  с примесями 3d переходных металлов с переменной валентностью (Ti, V, Cr, Fe, Co, Ni) в отличие от материалов, легированных Mn, характеризуются низкой (~ 0.1 мол %) растворимостью примеси и являются парамагнетиками. Однако, недавно в сплавах  $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$  были обнаружены рекордно высокая (~ 3 мол %) растворимость примеси и ферромагнитное упорядочение при температурах до 150 К [1]. Предполагалось, что причиной этого является образование магнитных кластеров Sc и локальное увеличение концентрации Sc в них.

В настоящей работе для обнаружения этих кластеров и определения их параметров исследованы полевые зависимости намагниченности ( $T=2.0-15, 70$  К) образцов из монокристалла  $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$  ( $x=0.08, y=0.02$ ) при вариации концентраций олова и скандия вдоль слитка.

Полевые зависимости намагниченности  $M(B)$  содержат типичные для парамагнетиков на основе PbTe нарастающий и стремящийся к насыщению вклад ионов примеси и линейный по полю вклад кристаллической решетки и свободных носителей заряда  $M_0$ . Однако, во всех образцах зависимости  $(M-M_0)(B)$  не могут быть описаны функцией Бриллюэна в модели одиночных магнитных ионов, однородно распределенных по кристаллу. Подобное поведение намагниченности наблюдалось ранее в сплавах  $Pb_{1-y}Fe_yTe$  и объяснялось суперпарамагнетизмом кластеров ионов примеси. Успешная аппроксимация экспериментальных зависимостей теоретическими кривыми оказалась возможной только при использовании функции Ланжевена в предположении формирования кластеров ионов или атомов скандия двух типов («больших» и «малых» кластеров) (рис.1). Определены средние магнитные моменты и концентрации кластеров, а также показано, что при гелиевых температурах вклад «больших» кластеров в намагниченность не превышает (5-10) %, а при повышении температуры до  $T=70$  К происходит полная перестройка внутри каждой из кластерных систем и вклады «больших» и «малых» кластеров выравниваются.

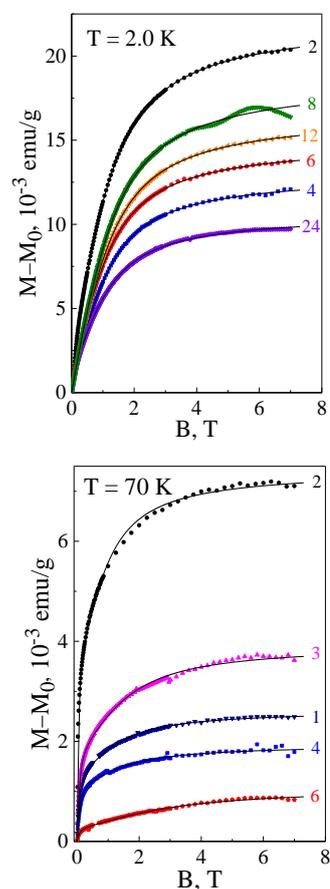


Рис.1. Полевые зависимости намагниченности образцов 2–24 из слитка  $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$ .

### Литература

1. Skipetrov E.P., Bogdanov E.V., Kovalev B.B., Skipetrova L.A., Knotko A.V., Emelyanov A.V., Taldenkov A.N., Slynko V.E. // J. Alloys Compd. – 2022. – V. 893. – 162330.

# ТРАНСПОРТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОКОНЕСУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ИНДУКТИВНОГО НАКОПИТЕЛЯ ЭНЕРГИИ

**Бородако К. А., Осипов М.А., Абин Д.А., Веселова С.В., Покровский С.В., Руднев И.А**

*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия*  
E-mail: borodako\_kir@mail.ru

Индуктивный накопитель энергии служит для хранения энергии в виде магнитного поля, создаваемого электрическим током, протекающим по замкнутой электрической цепи. Перспективным материалом для изготовления токонесущих элементов индуктивных накопителей энергии является высокотемпературная сверхпроводящая (ВТСП) лента 2-ого поколения. Одним из главных конструктивных элементов такого накопителя является сверхпроводящая катушка [1]. Для формирования сверхпроводящих катушек, как правило, используется сверхпроводящий кабель. Самые популярные типы сверхпроводящих кабелей: CORC (conductor on round core – проводник на круглом сердечнике) кабель и твистированная стопка лент. CORC кабель изготавливается путём намотки ВТСП ленты на цилиндрическую полую трубку. При этом диаметр трубки может быть небольшим, до 2,8 мм [2], а плотность тока кабеля высокой, до 650 А/мм<sup>2</sup> в поле 12 Тл при температуре 4,2 К [3]. Твистированная стопка лент состоит из нескольких лент, которые сначала складывают одна на другую, а затем скручивают с определённым шагом. Благодаря своей архитектуре кабель обладает высоким значением общей инженерной плотности тока по сравнению с CORC кабелем аналогичного диаметра [4].

В данной работе исследованы транспортные характеристики CORC кабеля и твистированных стопок на основе промышленных ВТСП лент 2ого поколения (RE)Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> производства компании «С-Инновации». Для изготовления CORC кабеля ВТСП ленты наматывались на полые мельхиоровые трубки диаметром 5 мм с толщиной стенки 1 мм с усилием 1; 1,5; 2 кг под углом 40 и 22 градуса к оси вращения трубки-формера. Концы ленты припаивались к трубке для её фиксации. При намотке более одной ленты на трубку, последующие ленты укладывались одна на другую, образуя сэндвич, и также припаивались к трубке. Для изготовления твистированных стопок ВТСП ленты складывались вместе и припаивались к друг другу. Затем скручивались с шагом твистирования 40; 20; 15; 10 см. Для исследования были изготовлены кабели толщиной от 1 до 4 слоев ВТСП ленты. Измерялись значения критического тока кабелей в исходном состоянии и после деформации изгиба на диаметрах 50, 40, 23, 15, 10, 5 см (имитация намотки катушки). В процессе работы кабелей в переменном токе возникают энергетические потери, которые были исследованы для тока с различной частотой (от 50 Гц до 1033 Гц) и амплитудой (от 10% до 90% от значения критического тока  $I_c$  исходного кабеля).

Работа выполнена в рамках Госзадания (проект FSWU-2022-0013) при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ.

## Литература

1. Lieurance D. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 1995. – Т. 5. – №. 2. – С. 350-353.
2. Viarengo S. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2024. – Т. 34. – №. 5. – С. 1-5.
3. Weiss J. D. et al. // Supercond. Sci. Technol. – 2020. – Т. 33. – №. 4. – С. 044001.
4. Takayasu M. et al. // Supercond. Sci. Technol. – 2011. – Т. 25. – №. 1. – С. 014011.

## ЗОННАЯ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОЕДИНЕНИЯ MgB<sub>2</sub>

Дихтиевская К.К.<sup>1,2</sup>, Аргунов Е.В.<sup>2</sup>, Карцев А.И.<sup>2,3</sup>, Коновалов П.В.<sup>1</sup>, Цаплева А.С.<sup>1</sup>, Абдюханов И.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> АО «ВНИИНМ», 123098

<sup>2</sup> НИТУ МИСИС, лаборатория функциональных квантовых материалов, 119049,  
Москва

<sup>3</sup> Вычислительный центр Дальневосточного отделения Российской академии наук  
(ВЦ ДВО РАН), Хабаровск, Россия  
e-mail: [erbium68.167@gmail.com](mailto:erbium68.167@gmail.com)

Высокая критическая температура перехода ( $T_c$ ) 39 К диборида магния была обнаружена группой Акимицу в 2001 году [1]. С тех пор сверхпроводники на основе диборида магния нашли широкое применение в промышленности, включая устройства магнитно-резонансной томографии, гибридные водородные магистрали, элементы устройств физики высоких энергий и др. В попытках найти родственные соединения с похожими электрофизическими свойствами были изучены свойства боридов изоструктурных MgB<sub>2</sub>, типа AlB<sub>2</sub>. В настоящее время продолжаются попытки найти среднетемпературные сверхпроводящие бинарные соединения или тройные сплавы с легированием подрешётки бора или магния [2].

При формировании электрофизических свойств новых сверхпроводящих соединений на основе MgB<sub>2</sub> большую роль будет играть их зонная структура и природа межатомных взаимодействий. При замещении Mg на более лёгкие атомы (Li, Na, Be) можно достичь повышения  $T_c$  за счёт увеличения фононных частот. Аналогично более тяжелые атомы замещения магния, такие как PЗМ, могут снижать  $T_c$  [3].

В настоящей работе рассматривалась возможность химической модификации бинарного среднетемпературного сверхпроводящего соединения при допировании подрешёток базисного соединения, а именно замещения атомов магния на атомы диспрозия.

Моделировались тройные бориды формальной стехиометрии Mg<sub>0,9</sub>B<sub>2</sub>Dy<sub>0,1</sub>.

С помощью первопринципных методов изучен механизм легирования, получены электронные и фононные плотности состояний (DOS), а также определен вклад легирующих элементов в электронную структуру соединений MgB<sub>2</sub>. Для расчёта принималась суперячейка размером 4x4x3. Диспрозий вводился, как атом внедрения или атом замещения. Для двух полученных суперячеек рассчитаны электронные зонные структуры, плотности состояний, функции локализации электронов и энергия образования.

Первопринципные расчёты проведены при помощи программного пакета Quantum Espresso в рамках формализма теории функционала плотности и теории возмущений в методе функционала плотности.

### Литература

1. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, J. Akimitsu. Nature 410, 63 (2001)
2. Wenxian Li a b c, Jixiang Kang a, Siwei Fu a, Yemin Hu a b, Pengfei Hu a, Mingyuan Zhu a b, Ying Li//Rare earth doping effects on superconducting properties of MgB<sub>2</sub>: A review// Journal of Rare Earths - Volume 37, Issue 2, Pages 124-133 – 2016

3. N. Ojha, G. D. Varma, H. K. Singh, and V. P. S. Awana// Effect of rare-earth doping on the superconducting properties of MgB<sub>2</sub> - Journal of Applied Physics 105 - 2009 - [pubs.aip.org](http://pubs.aip.org)

# ПРИМЕНЕНИЕ УРАВНЕНИЙ БКШ В ИССЛЕДОВАНИЯХ МЕХАНИЗМА СПАРИВАНИЯ В ФЕРРОПНИКТИДАХ

**А.Е. Каракозов**

*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина,  
РАН, Москва, Троицк, Россия, E-mail: [chkara@rambler.ru](mailto:chkara@rambler.ru)*

Взаимодействие спаривания - функция Элиашберга  $\alpha^2(\mathbf{q}, \omega)F(\mathbf{q}, \omega)$  - в «обычных» сверхпроводниках может быть рассчитана как «из первых принципов» так и обращением уравнений Элиашберга с найденной экспериментально туннельной плотностью состояний  $dI(V)/dV \sim N(V) = \text{Re}\{V/[V^2 - \Delta^2(V)]^{1/2}\}$ . Для многозонных коррелированных железосодержащих сверхпроводников (далее ферропниктиды, ФП) и то и другое в настоящее время вряд ли возможно. Однако для исследования механизма спаривания в ФП в этом случае возможно ограничиться низкотемпературным пределом уравнений Элиашберга – уравнениями БКШ с энергией обрезания в виде «среднелогарифмической частоты»  $\Omega_{log}$ , определяемой как  $\lambda \ln \Omega_{log} = 2 \int d\omega \alpha^2(\omega) F(\omega) \ln \omega / \omega$ ,  $\lambda = 2 \int d\omega \alpha^2(\omega) F(\omega) / \omega$  [1], дополненные хорошо известным для «обычных» сверхпроводников эмпирическим соотношением [2], которое неплохо выполняется и для большой - «с» - щели в двухзонном сверхпроводнике  $\text{MgB}_2$ .

$$\alpha = \Delta / T_c = \alpha^{BCS} [1 + 12.5 (T_c / \Omega_{log})^2 \ln(\Omega_{log} / 2T_c)] \quad (1)$$

Обращение этих уравнений с некоторым минимальным набором экспериментальных параметров позволяет определить в ФП как константы связи в фононном и нефононном - спин-флуктуационном (СФ) каналах сверхпроводимости, так и степень корреляции спиновой и зарядовой компонент СФ возбуждений. Можно показать, что в ФП с малыми дырочными («h», вокруг точки  $\Gamma$ ) и электронными («e», вокруг точек  $X=(\pi, 0)$  и  $Y=(0, \pi)$ ) карманами модельное межзонное СФ  $e$ - $h$  взаимодействие  $V_{SF}(\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h) \approx G_s$ , а внутризонные взаимодействия  $U_h(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \approx U$ ,  $U_e(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \approx U(1 \pm d \cos 2\varphi_{XY})(1 \pm d \cos 2\varphi'_{XY})$ , причем коэффициент анизотропии  $e$ -щели  $\Delta_e(\mathbf{k}) = \Delta_e(1 + \eta \cos 2\varphi)$  не совпадает с коэффициентом анизотропии  $d$  взаимодействия  $U_e$  [3]. Например, в двух зонном БКШ сверхпроводнике  $\eta = d[1 - A_0(\lambda_h, x, \gamma, \theta)] / (1 - x^2)$ , где  $d = G_d / U \leq 1$ ,  $x = G_s / U$ , ( $G_{s,d} - s$  и  $d$  компоненты СФ),  $\theta = \Delta_h / \Delta_e$  и  $\gamma = N_e / N_h$  - отношение плотностей состояний в  $e$  и  $h$  зонах. Двухзонная система уравнений БКШ (2) - (3)

$$\ln(\theta) = A_1(\lambda_h, x, \gamma, \theta) \quad (2)$$

$$\ln(\Delta_h / 2\Omega_{log}) = A_2(\lambda_h, x, \gamma, \theta) \quad (3)$$

где  $\lambda_h = UN_h$  – константа связи в  $h$ -зоне, а  $A_i$  простые алгебраические выражения, совместно с (1) для найденных экспериментально  $\Delta_h$ ,  $\Delta_e$ ,  $T_c$ ,  $\eta$  и  $\gamma$  определяют все константы взаимодействия в фононном и нефононном каналах, доминирующий механизм спаривания и параметр корреляции спиновой и зарядовой компонент  $G_d / G_s$ . Такой же поход может быть применен и для исследования механизмов спаривания и свойств СФ возбуждений в ФП с большим числом зон. Необходимые для решения уравнений БКШ с учетом соотношения (1) экспериментальные параметры в принципе могут быть получены, например, а одном туннельном эксперименте.

## Литература

1. Каракозов А.Е., Максимов Е.Г., Машков С.А. // ЖЭТФ. – 1975. – Т. 68. - №. 5 – С. 1937-1950.
2. P.B. Allen and R.C. Dynes, J. Phys. C: Solid State Phys., Vol. 8, 1975
3. A.E. Karakozov, M.V. Magnitskaya, L.S. Kadyrov, and B.P. Gorshunov, Phys. Rev. B99 054504 (2019)

## О НИЗКОДИССИПАЦИОННОМ ПЕРЕНОСЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ХАЛЬКОГЕНИДАХ ВИСМУТА

Кахраманов С.Ш.<sup>1</sup>, Оруджова Х.В.<sup>1</sup>, Абдуллаев Н.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики МНО Азербайджана, AZ1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131

<sup>2</sup> Бакинский Государственный Университет, AZ1148, Баку, ул. З. Халилова, 23

e-mail: samir.gahramanov@gmail.com

Традиционная электроника, основанная на транспорте, манипулировании и хранении электрического заряда столкнулась с фундаментальными физическими ограничениями, ведущими к быстрому росту потребляемых мощностей и выделяемого тепла. Спиновая электроника является альтернативной технологией для развития электроники, так как операции со спином характеризуются низким потреблением и диссипацией энергии. Материалы с малой диссипацией и с бездиссипационным переносом электронов имеют отношение и к развитию альтернативной энергетики и разработке новых методов преобразования энергии и уменьшению потерь при её передаче. Разработка новых материалов для эффективного преобразования и передачи энергии также связана с бездиссипационным переносом носителей заряда и с разработкой новых высокотемпературных сверхпроводников и технологий на их основе. Развитие сверхпроводниковой техники смыкается с задачами создания новых и улучшенных принципов генерации холода и транспорта тепловой энергии, для чего требуется разработка термоэлектрических материалов нового типа. В халькогенидах висмута сильное спин-орбитальное взаимодействие обусловлено и зависит от состояния связи между атомами тяжелого металла и халькогена (это влияет на расположение точки и формы конуса Дирака) которое в основном и определяет возможность бездиссипативного прохождения электронов по траектории полуорбит. Для термоэлектрических приложений вклад этих состояний в эффективность недостаточен и ограничен температурным режимом, поскольку существуют только на внешней и обратной поверхности материала при низких температурах. Предложения об увеличении количества рабочих поверхностей сопровождалось созданием гетероструктур на основе этих материалов, но прибавки к эффективности пока добиться не удалось, по-видимому, из-за отсутствия оптимального соотношения величин спин-орбитального взаимодействия и энергетического барьера необходимого для появления этих состояний, и специфического условия по диэлектрической проницаемости области поверхности раздела. Лучшее понимание взаимовлияния природы химической связи этих состояний с необычными свойствами коллективных возбуждений, может помочь в создании многослойного материала с большим количеством рабочих поверхностей, с возможностью их практического применения при комнатных температурах. Поиск и получение требуемого бездиссипативного спинового состояния в приповерхностной области материалов с многослойными гетероструктурами и их практическое использование сегодня дорогостоящее. Получение многослойных материалов с низкой диссипацией при переносе заряда может стать более доступным при использовании в технологии эффекта самоорганизации наноструктур. Нами обнаружены осцилляции магнетосопротивления при 249К и 273К в монокристаллах  $Bi_2Te_3$  легированных и интеркалированных Cu, Ni, с квазидвумерными слоями разделенными межслоевыми элементами.

## ЭКЦЕСС АНДРЕЕВСКОГО КОНДАКТАНСА ГРЯЗНОГО *SIN*-КОНТАКТА

Кирпиченков В. Я., Кирпиченкова Н. В., Лозин О.И., Кулиничев Е.Р.

Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) имени М.И. Платова, 346428, Новочеркасск, Россия, E-mail: [wkirpich@rambler.ru](mailto:wkirpich@rambler.ru)

В экспериментальной работе [1] были представлены весьма необычные (в рамках существующей теории) результаты для андреевского кондактанса при низких напряжениях «грязного» (с неупорядоченным *I*-слоем) *SIN*-контакта, где *S* – сверхпроводник *Pb*, *N* – нормальный металл *Au*, *I* – неупорядоченный слой изолятора *InO<sub>x</sub>*. Было обнаружено, что в большинстве из 80 изученных образцов отношение  $G_A/G_n$  находится в интервале от 2 до 4, а в некоторых случаях даже превышало значение 5, в то время как в рамках существующей теории максимальные значения:  $G_A/G_n = 2$  для случая баллистического электронного транспорта в *N*-области,  $G_A/G_n = 1$  для случая диффузионного электронного транспорта в *N*-области, где  $G_A$  – андреевский кондактанс *SIN*-контакта,  $G_n$  – кондактанс этого контакта в нормальном состоянии. По мнению авторов обзора [2] «результат данного эксперимента представляет собой очень интересную теоретическую проблему», которая не решена и сейчас.

В рамках модели слабого структурного беспорядка Лифшица [3] для неупорядоченного *I*-слоя нами теоретически показано, что присутствие в ближайшей окрестности электронного химпотенциала контакта  $\mu$  случайных узкозонных ( $\gamma/\Delta_0 < 1$ , где  $\gamma$  – энергетическая ширина туннельного резонанса, ассоциированного с квантовой закороткой,  $\Delta_0$  – сверхпроводящая щель в *S*-береге при  $T=0$ ) квантовых закороток, вдоль которых сосредоточены квантовые резонансно-перколяционные траектории туннелирующих электронов в неупорядоченном *I*-слое [4], решает эту теоретическую проблему.

### Литература

1. Vaknin A., Frydman A., Ovadyahu Z. // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 61. – №19. – P. 13037 – 13044.
2. Фейгельман М.В., Рязанов В.В., Тимофеев В.Б. // УФН. – 2001. – Т. 171. – №10. – С. 1099 – 1115.
3. Лифшиц И.М., Гредескул С.А., Пастур Л.А. Введение в теорию неупорядоченных систем // М.: Наука, 1982. – 360 с.
4. Лифшиц И.М., Кирпиченков В.Я. // ЖЭТФ. – 1979. – Т.77. – С. 989 – 1016.

## АНОМАЛЬНАЯ ЗНАКОПЕРЕМЕННАЯ ДЕВИАЦИЯ ОДНОЧАСТИЧНОЙ ВАХ ГРЯЗНОГО SIN-КОНТАКТА

Кирпиченков В. Я., Кирпиченкова Н. В., Кулиничев Е.Р.

Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) имени М.И. Платова, 346428, Новочеркасск, Россия, E-mail: [wkirpich@rambler.ru](mailto:wkirpich@rambler.ru)

В области низких температур и напряжений:  $0 \leq |eV| = T \leq \Delta_0$  получена формула для одночастичной вольт-амперной характеристики (ВАХ)  $J(V, T, c, \beta)$  «грязного» (малые концентрации одинаковых немагнитных примесей в  $I$ -слое) SIN-контакта ( $S$  – сверхпроводник,  $I$  – неупорядоченный изолятор,  $N$  – нормальный металл), где:  $e$  – модуль заряда электрона,  $\Delta_0$  – сверхпроводящая щель в  $S$ -береге контакта при температуре  $T = 0$ ,  $V$  – напряжение на контакте,  $c = 1$  – безразмерная концентрация примесей в  $I$ -слое – модель слабого структурного (горизонтального, недиагонального) беспорядка Лифшица [1],  $\beta = (\varepsilon_0 - \mu)/\Delta_0$  – безразмерная девиация актуального для данной задачи однопримесного электронного энергетического уровня  $\varepsilon_0$  (на одинаковых примесях в  $I$ -слое) относительно уровня  $\mu$  электронного химпотенциала контакта. В рамках модели Лифшица показано, что присутствие случайных узкозонных квантовых закороток [2, 3] в неупорядоченном  $I$ -слое приводит в некоторой ограниченной области  $\Omega_d(c, \beta)$  на плоскости параметров  $(c, \beta)$  к аномально сильной знакопеременной девиации одночастичной ВАХ грязного SIN-контакта относительно ВАХ этого же контакта, вычисляемой по формуле существующей теории [4, 5]. На численном примере продемонстрировано, что относительная девиация одночастичной ВАХ для характерных значений параметров грязного SIN-контакта в области  $\Omega_d(c, \beta)$  может достигать нескольких порядков, что обеспечивает возможность экспериментального проявления этого эффекта. Обсуждены условия устойчивости результатов, полученных в рамках модели «горизонтального» (недиагонального) беспорядка Лифшица для неупорядоченного  $I$ -слоя, по отношению к случайным «вертикальным» (диагональным) – Андерсоновским [6] флуктуациям энергии примесного уровня  $\varepsilon_0$  в неупорядоченном  $I$ -слое. Предложена принципиальная схема соответствующего эксперимента.

### Литература

1. Лифшиц И.М., Гредескул С.А., Пастур Л.А. Введение в теорию неупорядоченных систем // М.: Наука, 1982. – 360 с.
2. Лифшиц И.М., Кирпиченков В.Я. // ЖЭТФ. – 1979. – Т.77. – С. 989 – 1016.
3. Кирпиченков В.Я., Кирпиченкова Н.В., Лозин О.И., Пухлова А.А. // Письма в ЖЭТФ. – 2017. – Т. 105. – № 9. – С. 577 – 580.
4. Golubev D., Kuzmin I. // J. Appl. Phys. – 2001. – V. 89. – P. 6484.
5. Левитов Л.С., Шитов А.В. Функции Грина. Задачи с решениями // М.: Физматлит, 2002. – 392 с.
6. Anderson P.W. // Phys. Rev. – 1958. – V.109. – P. 1492.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ АДСОРБЦИИ И ДЕСОРБЦИИ АСТРОФИЗИЧЕСКИ ЗНАЧИМЫХ МОЛЕКУЛ ВЕЩЕСТВ НА АМОРФНЫХ СТРУКТУРАХ КРИОКОНДЕНСАТОВ

Коршиков Е.С.<sup>1</sup>, Алдияров А.У.<sup>1</sup>, Нурмуқан А.Е.<sup>1</sup>, Соколов Д.Ю.<sup>1</sup>, Ережеп Д.Е.<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан  
e-mail: e.s.korshikov@physics.kz

<sup>2</sup>Казахский национальный исследовательский технический университет имени Сатпаева, г. Алматы, Казахстан

На сегодняшний день в межзвездной среде идентифицировано более 140 различных молекул. Также обнаружены пылевые частицы и часть этих молекул заморожена при температурах (10–20К) с образованием молекулярных льдов. Понимание процессов адсорбции и десорбции этих образованных льдов имеет решающее значение для понимания процессов, которые приводят к образованию звезд и планет. Высокочувствительные методы исследования поверхности, в том числе температурно программируемая десорбция и отражательная адсорбционная инфракрасная спектроскопия, все чаще используется для исследования взаимодействий между конденсированными объектами. Такого рода экспериментальные данные дают понимание процессов протекающих в льдах астрофизически значимых молекулах с ряда поверхностей модельных космических поверхностей.

Целью проведенных исследований являлось получение экспериментальных данных процессов адсорбции и термовариации в тонких пленках криоконденсатов астрофизически значимых молекул веществ. Исследования направлены на понимание механизмов адсорбции и десорбции на аморфных пористых образцах в условиях существования аналогичных космического пространства. Методом вакуумной конденсации веществ на криогенных поверхностях получены экспериментальные результаты структурных трансформации пленок, их оптические характеристики, а также разработаны методические рекомендации для идентификации. [1]

Полученные в ходе проведения экспериментов фундаментальные знания несут практическую значимость в технологии и процессы, протекающие на низкотемпературных поверхностях криогенного оборудования космических аппаратов. Таким образом, данная статья посвящена экспериментальному исследованию процессов адсорбции и десорбции астрофизически значимых молекул веществ, образованных на низкотемпературных поверхностях криогенно вакуумного оборудования. Исследованию релаксационных процессов и термостимулированных структурно-фазовых превращений в конденсированных при низких температурах образцах. Объектами исследований являются криоконденсаты газов таких как: азот, монооксид углерода, спирт, вода, и др. вещества конденсация которых формирует аморфные структуры при низких температурах. Результаты исследований направлены на установление взаимосвязи между условиями конденсации (температура подложки и давление газовой фазы) и свойствами образующихся криопленок, таких как скорость роста, оптические характеристики и термоадсорбция.

### Литература

1. Golikov, O., Yerezhep, D., Akylbayeva, A. et al. Cryovacuum setup for optical studies of astrophysical ice. - 2023- Sci Rep 13, 21155 <https://doi.org/10.1038/s41598-023-48541-3>

## АНИЗОТРОПИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ВТСП ЛЕНТ ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ

Малявина А.Ю.<sup>1</sup>, Покровский С.В.<sup>1,2</sup>, Батулин Р.Г.<sup>2</sup>, Руднев И.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия,  
*ayu.malyavina@gmail.com*

<sup>2</sup>Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань,  
Россия

Высокотемпературные сверхпроводящие (ВТСП) ленты второго поколения на основе сверхпроводника  $REBa_2Cu_3O_{7-x}$  получают все большее распространение при создании высокополевых магнитов [1], сверхпроводящих накопителей энергии [2], сверхпроводящих кабелей [3] и других сверхпроводящих устройств. Теплопроводность ВТСП ленты является важным параметром при анализе нестационарных процессов, приводящих к переходу сверхпроводника в нормальное состояние, а также при расчетах системы охлаждения ВТСП устройств. Помимо учета продольной и поперечной теплопроводности ВТСП ленты, при создании многослойных обмоток, необходимо учитывать распространение и передачу тепла между слоями.

В данной работе представлено исследование анизотропии теплопроводности ВТСП лент производства компании «С — Инновации» шириной 4 мм на основе сверхпроводника  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  с критической температурой 92 К. Измерение теплопроводности образцов проводилось на установке Quantum Design PPMS с использованием опции измерения теплопроводности (ТТО). Для определения вклада каждого слоя, измерения продольной теплопроводности ВТСП образцов проводились для лент с защитными слоями, с открытым сверхпроводящим слоем, а также для подложки с буферным покрытием. При определении поперечного коэффициента теплопроводности исследовались образцы с различной толщиной подложки.

Из экспериментальных результатов продольных измерений теплопроводности ВТСП лент следует, что наибольший вклад, как и ожидалось, дает медный слой. Сверхпроводящий слой оказывает незначительное влияние на коэффициент теплопроводности при температуре ниже критической, а при переходе образца в нормальное состояние теплопроводность возрастает не более чем на 5% по сравнению с подложкой без сверхпроводника. В поперечном режиме при распределении тепла определяющими являются слои с наиболее низкой теплопроводностью. Теплопроводность ленты с более толстой подложкой более чем в 2.5 раза выше в области температур от 40 до 130К. Значения поперечного коэффициента теплопроводности на три порядка ниже, чем продольного. Полученные данные несут важную информацию для проектирования и оптимизации различных устройств на лент компании «С-Инновации» (Россия).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00394, <https://rscf.ru/project/23-19-00394/>.

### Литература

1. Weijers H. W., Trociewitz U. P., Markiewicz W. D. et al. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2010. – Vol. 20. – P. 576-582.
2. Zhu J., Yuan W., Qiu M. et al. // *Appl. Energy.* – 2015. – Vol. 137. – P. 692-698.
3. Van Der Laan D. C., Weiss J. D., McRae D. M. // *Supercond. Sci. Technol.* – 2019. – Vol. 32. – P. 033001.

## ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ И КВАНТОВЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$

Повзнер А.А.<sup>1</sup>, Волков А.Г., Горностырев Ю.Н.<sup>2</sup>, Кузнецов А.Р.<sup>2</sup>, Лопатко Э.И.<sup>1</sup>

<sup>1)</sup> Уральский федеральный университет им.Б.Н.Ельцина, г. Екатеринбург, Россия,

<sup>2)</sup> Институт физики металлов РАН им. М.Н.Михеева, г. Екатеринбург, Россия,

Легирование не магнитных вейлевских полуметаллов магнитными ионами является перспективным, но недостаточно изученным способом создания новых спинтронных материалов. В настоящей работе исследуется эволюция электронной структуры и спиновых состояний в нецентросимметричной кубических кристаллах  $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$ , возникающая при легирование диамагнитного вейлевского полуметалла  $\text{CoSi}$  атомами кобальта [1].

Электронная структура  $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$ , исследовалась путем DFT-моделирования в пакете VASP. Рассматривались топологические особенности электронной структуры, приводящие к возникновению вырождения Берри, возникающего на участках (протекторатах) поверхности Ферми, в энергетической области пересечения ветвей электронных спектров [2]. Было получено, что квантовые переходы при легировании с увеличением концентрации  $x$ , должны сопровождаться резким возрастанием плотности электронных состояний. При этом формируется тонкая структура DOS вблизи уровня Ферми, кривизна которой приводит к отрицательным значениям параметра мода-мода в функционале Гинзбурга-Ландау (ФГЛ).

Концентрационное изменение параметров ФГЛ, позволяет исследовать концентрационные переходы в спиновой системе с точки зрения термодинамики. При анализе ФГЛ рассматриваемых сильно коррелированных топологических материалов с нецентросимметричной кристаллической структуры без центра инверсии, учитывалось взаимодействие Дзялошинского-Мория, приводящего к образованию спиралей спиновых магнитных моментов и магнитных скирмионов.

Ранее в [3] было показано, что в диамагнитном состоянии  $\text{CoSi}$  при низких температурах имеют место квантовые топологические переходы из состояния с вейлевскими фермионами в состояние с киральными флуктуациями магнитных моментов спиновых спиралей, которые во внешнем магнитном поле приводят к номинально диамагнитному изменению намагниченности. Анализ, проведенный в настоящей работе в приближении жесткой полосы, показывает, что легирование  $\text{CoSi}$  подавляет диамагнетизм основного состояния с вейлевскими фермионами при  $x > 0.005$ . При этом происходит квантовый переход диамагнетик - киральный паулиевский парамагнетик, причем в парамагнитной области формируется топологический ближний порядок вихревых спиновых микроструктур с фиксированными значениями фаз Берри.

При  $x > 0.03$ , уровень Ферми сдвигается за пределы энергетической области вырождения Берри [2], происходит изменение знака параметра мода-мода с отрицательного на положительный, и в соответствии с экспериментом [1] возникает киральный ферромагнетизм с геликоидальными спиновыми спиральями.

Результаты получены в рамках задания Министерства Науки и Высшего Образования, контракт № FEUZ-2023-0015.

### Литература

1. Balasubramanian B., Manchanda P. et al. // Phys. Rev. Lett.- 2020.-v.124.- p.057201(1-6)
2. Wilde M.A., Dodenhöft M., Niedermayr A. et al. // Nature.- 2021.- v.594.- p.374-379.
3. Povzner A.A., Volkov A.G., Bessonov S.A. // Solid State Comm.- 2022.- v.350.- p.114757(1-4)

## ПОЛИМОРФИЗМ, ДЕФЕКТНАЯ СТРУКТУРА И ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ В КВАЗИОДНОМЕРНОМ СОЕДИНЕНИИ NbS<sub>3</sub>

Покровский В.Я.<sup>1</sup>, Зыбцев С. Г.<sup>1</sup>, Васильев А.Л.<sup>2</sup>, Иванова А.Г.<sup>2</sup>, Трунькин И.Н.<sup>2</sup>, Болотина Н.Б.<sup>2</sup>, Марговицкий В.П.<sup>3</sup>, Табачкова Н.Ю.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва, Россия, vadim.pokrovskiy@mail.ru

<sup>2</sup>Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup>НИТУ «МИСиС», Москва, Россия

Интерес к квазиодномерному соединению NbS<sub>3</sub> в последние годы был сосредоточен на моноклинном политипе (фазе II), в котором наблюдается 3 волны зарядовой плотности (ВЗП). Известны волновые вектора,  $\mathbf{q}_0$  ВЗП-0 и  $\mathbf{q}_1$  ВЗП-1, существующих при комнатной температуре, а структура ВЗП-2, проявляющейся ниже  $T_{P2}=150$  К, пока неизвестна. Хотя условия синтеза фазы II были установлены [1], оказалось, что в сходных условиях можно синтезировать ряд новых политипов NbS<sub>3</sub> [2]. Сейчас число наблюдаемых фаз приблизилось к десяти ([3] и ссылки в ней). Ещё более усложняет палитру свойств NbS<sub>3</sub> его дефектная структура.

В докладе будут приведены некоторые недавно полученные структурные и транспортные данные, иллюстрирующие богатую картину свойств NbS<sub>3</sub>. Мы также попытаемся систематизировать и обобщить полученные результаты.

**Рентгеноструктурные исследования** фазы II в диапазоне температур 90-500 К **в синхротронном излучении** позволили наблюдать искажения  $\mathbf{q}_0$  и  $\mathbf{q}_1$ , известные из исследований в ПЭМ. Определена температура  $T_{P0}=450$  К исчезновения ВЗП-0, установленная ранее только на основании транспортных измерений. Наблюдались температурные зависимости  $\mathbf{b}^*$ -компонент  $\mathbf{q}_0$  и  $\mathbf{q}_1$  ( $q_0$  и  $q_1$ ); оказалось, что  $q_1 + 2q_0 = \text{const} = 1$ . Выше  $T_{P1}=360$  К, когда исчезает рефлекс  $\mathbf{q}_1$ , у  $\mathbf{q}_0$  появляется компонента  $0.5\mathbf{c}^*$ , и рефлекс из диффузного становится чётким. Эти и другие данные свидетельствуют о взаимодействии ВЗП-1, ВЗП-2 и других искажений. Обнаружен диффузный рефлекс, соответствующий флуктуационному *уменьшению* параметра  $c$  решётки *выше*  $T_{P2}=150$  К. Это может прояснить природу ВЗП-2.

Исследования в ПЭМ позволили наблюдать два новых политипа. Один из них аналогичен фазе II, но с изменёнными постоянными решётки и другим вектором  $\mathbf{q}_1$ . В другом политипе параметр  $c$  увеличен до 29.4 Å; его элементарную ячейку можно рассматривать как сrostок фаз I и II. Изображения вискеро в ориентациях осей зон [100] и [010] выявили структуру дефектов упаковки и двойников.

Исследования в **мягком рентгене в скользящей геометрии** [3] выявили ряд ранее неизвестных структурных дефектов. Также наблюдалась фаза с прямым углом между осями  $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{c}$ , элементарная ячейка которой, очевидно, представляет собой ячейку фазы I с параметром  $c$ , удвоенным в результате двойникового (ранее эта фаза фигурировала как IV политип [2]). Обнаружено чередование 2-х или нескольких фаз NbS<sub>3</sub> в направлении оси  $\mathbf{c}$ , возникающее вследствие спиноподобного распада. В ряде образцов чередование проявляется как периодическая сверхструктура вдоль оси  $\mathbf{c}$ , в частности, с плавным изменением угла моноклинности  $\beta$ .

Работа выполнена в рамках проекта РНФ 22-12-00319.

### Литература

1. Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Никитин М.В. и др. // УФН. – 2013. – Т. 183. – С. – 33.
2. Bloodgood M.A., Wei P., Aytan E. et al. // APL Mat. – 2018. – V. 6. – P. 026602.
3. Марговицкий В.П., Клоков А.Ю., Покровский В.Я. // Письма ЖЭТФ. – 2023. – Т. 118. С–191.

## ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ МНОГОСЛОЙНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ КОМПОЗИТНЫХ ВТСП ЛЕНТ

Покровский С.В.<sup>1,2</sup>, Мартиросян И.В.<sup>1,2</sup>, Осипов М.А.<sup>1</sup>, Стариковский А.С.<sup>1</sup>,  
Александров Д.А.<sup>1</sup>, Залеткина В.В.<sup>1</sup>, Михайлов А.А.<sup>1</sup>, Руднев И.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия,  
*sergeypokrovskii@gmail.com*

<sup>2</sup>Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань,  
Россия

Благодаря значительным успехам в технологиях производства высокотемпературных (ВТСП) композитных лент на основе  $REBa_2Cu_3O_{7-x}$  (RE – редкоземельный элемент Y, Gd) открывается все больше возможностей для их использования при создании магнитных систем, энергетических установок, а также левитационных применений. Чаще всего в устройствах ВТСП ленты используются для создания многослойных обмоток или сборок на основе стопок лент. Сверхпроводящие элементы играют роль токнесущих элементов, но в то же время могут выступать и как магниты захваченного потока. При этом величина магнитного поля может значительно превосходить значение поля постоянных магнитов.

В данной работе рассматриваются вопросы намагничивания элементов на основе композитных ВТСП лент, особенности динамики проникновения магнитного потока, и связанные с этим тепловые процессы. Были исследованы элементы нескольких типов: многослойные стопки лент различных геометрий, замкнутые и незамкнутые кольцевые обмотки. В исследовании была использована ВТСП лента компании «С — Инновации» (Россия). Проведены измерения захваченного потока элементов при намагничивании однородным магнитным полем, а также градиентным полем постоянных магнитов с помощью магнитной накачки. Показаны особенности динамики намагничивания при охлаждении с помощью жидкого азота и в условиях безжидкостного криокулерного охлаждения. Также были разработаны мультифизические модели исследуемых элементов. Моделирование выполнялось в пакете ComsolMultiphysics. Для расчетов были использованы параметры реальной ВТСП ленты, учитывалась в том числе анизотропия электрофизических и тепловых характеристик ВТСП композита.

На основе экспериментальных результатов выполнена верификация расчетных моделей. Получено хорошее совпадение результатов. Были определены наиболее предпочтительные конфигурации сверхпроводниковых сборок для достижения высоких показателей намагниченности, силы магнитного взаимодействия и при этом максимально эффективного использования сверхпроводника в элементах. Выявлено влияние условий охлаждения на величину намагниченности, определены области, ограничивающие достижения максимальных значений захваченного магнитного потока в условиях магнитной накачки и намагничивания однородным полем. Предложены подходы для оптимизации сверхпроводящих элементов, выбора рабочей точки по температуре и условий охлаждения для повышения намагниченности.

Работа выполнена в рамках Госзадания (проект FSWU-2022-0013) при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ФАЗ СВЕРХТЕКУЧИЙ ГЕЛИЙ – ПАР В U-ОБРАЗНОМ КАНАЛЕ С МОНОДИСПЕРСНОЙ ЗАСЫПКОЙ

Пузина Ю.Ю., Крюков А.П.

*Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия*

[Puzina2006@inbox.ru](mailto:Puzina2006@inbox.ru)

Исследование теплопередачи в сверхтекучем гелии по-прежнему остается фундаментальной задачей, в том числе для разработки систем криостатирования. В работе представлены экспериментальные данные по движению и стационарным параметрам межфазной поверхности гелий-II – пар в стесненных условиях подобным [1] при воздействии высокоинтенсивного теплового потока.

Экспериментальная ячейка состоит из U-образной прозрачной трубки с внутренним диаметром 16 мм, нижняя часть которой заполнена монодисперсными шариками. В первой части экспериментов использовались шарики диаметром  $(280 \pm 5)$  мкм из сплава Pb96%Sb4%. Во второй части использовались стальные шарики диаметром 1 мм, а в третьей – шарики (Sn) диаметром 70 мкм. Нагреватель представляет собой плоскую круглую медную пластину, а греющий элемент под этой пластиной – спираль из нихромовой проволоки, расположенная в керамической подложке. Этот узел размещается во фторопластовой втулке, которая закрывает один конец канала. Второе колено U-образной трубки находится в объеме сверхтекучего гелия. Экспериментальная ячейка на штоке располагается внутри гелиевого криостата так, что после заполнения сосуда жидкостью нагреватель оказывается на определенной глубине в объеме сверхтекучего гелия. Над поверхностью насыщенного гелия II поддерживается постоянное давление. Одновременно ведется видеозапись и сбор данных. Давление пара в криостате, мощность нагревателя и глубина погружения автоматически регистрируются во время экспериментов.

Обработка экспериментальных данных заключалась в определении расстояния от нагревателя до границы раздела фаз пар – сверхтекучий гелий на основании поккадровой обработки видеозаписей для участка, соответствующего включенному нагревателю. При этом на интервале времени в 10 с определялись среднее давление, частота и амплитуда колебаний. Для засыпок с разными диаметрами частиц получены сходные результаты, отличающиеся от исследования пустого канала [1]. Колебания межфазной поверхности начинаются только при определенном давлении (примерно 3100 Па и 2500 Па соответственно для диаметров 280 мкм и 1 мм). Максимумы амплитуды колебаний при этом (3,3 и 5,9 мм) достигаются около 4400-4500 Па, после чего идет снижение амплитуды, вплоть до перехода в нормальное состояние, когда колебания прекращаются. Процесс сопровождается увеличением минимального расстояния от нагревателя до границы раздела фаз пар – гелий-II. Частота колебаний (в интервале 2,7–1,6 Гц) в рассматриваемом интервале давлений непрерывно уменьшается. Увеличение диаметра засыпки приводит к увеличению амплитуды колебаний, однако почти не влияет на частоту колебаний, которая зависит от глубины погружения нагревателя.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант №23-29-00342.

## Литература

1. Vanderlaan M.H., Van Sciver S.W. He II heat transfer through random packed spheres: Pressure drop. // *Cryogenics*, 2014. V.63, P. 37-42.
2. Пузина Ю.Ю., Крюков А.П. Движение межфазной поверхности гелий II – пар в U-образном канале. // *Теплофизика и аэромеханика*, 2023. Т. 30, №4, С. 751-762.

**ТРАНСПОРТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ ТОНКОЙ  
СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЁНКИ НА 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., Лядов Н.М., Камашев А.А., Гарифьянов Н.Н.,  
Таланов Ю.И.**

*КФТИ им. Е.К. Завойского ФИЦ "Казанский научный центр РАН", Казань, Россия,  
vsakhin@yahoo.com*

Топологические изоляторы (ТИ) – класс соединений, являющихся зонными изоляторами в объеме и обладающими поверхностным проводящим состоянием. Гетероструктуры сверхпроводник/ТИ привлекают к себе внимание как один из путей создания системы с так называемой топологической сверхпроводимостью [1]. Такая система может быть использована для наблюдения майорановских состояний и, в перспективе, для использования в спинтронике [2]. В современных исследованиях в качестве ТИ используются наиболее легко синтезируемые соединения такие как  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  [3] или  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  [4], недостаток которых состоит в большой концентрации носителей заряда в объеме, что затрудняет исследование свойств поверхностного проводящего состояния ТИ в транспортных измерениях. В нашей работе мы использовали компенсированный ТИ  $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  (BSSTS), приготовленный по технологии, изложенной в [5], в котором за счёт внесения ионов Sb и S уменьшается объемная концентрация носителей и при температурах  $T < 100$  К проводимость всего образца определяется проводимостью поверхностного проводящего состояния. При этом величина энергетической щели в объеме ТИ составляет 165 мэВ [6].

В рамках данной работы была создана серия гетероструктур Pb/BSSTS с различной толщиной слоя свинца, которые были исследованы транспортными методами. При толщинах менее 20 нм Pb образует на поверхности BSSTS не сплошной слой, а отдельные островки. При этом при толщине слоя Pb вплоть до 5 нм не происходит подавления  $T_C$  плёнки Pb на BSSTS,  $T_C$  остаётся близкой к величине  $T_C$  в объемном Pb (7.2 К). Другая серия гетероструктур была изготовлена при помощи масок различной конфигурации. На образцах из этой серии островки Pb на поверхности BSSTS были разнесены на заданное расстояние от 30 до 150 мкм, однако и в этом случае не произошло подавления  $T_C$  слоя Pb. В образцах с не сплошным слоем Pb сверхпроводящий переход имеет сложную структуру, которая, как мы предполагаем, свидетельствует о наличии сверхпроводящих корреляций в поверхностном слое ТИ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 21-72-20153.

### Литература

1. Sato M., Ando Y. // Rep. Prog. Phys. – 2017. – No. 80. – P. 076501.
2. Fu L., Kane C.L. // Phys. Rev. Lett. – 2008. – No. 100. – P. 096407.
3. Mlack J.T., Rahman A., Danda G., Drichko N., Friedensen S., Drndic M., Markovic N. // ACS Nano. – 2017. – No. 11. – I. 6. P. 5873–5878.
4. Stolyarov V., Pons S., Vlaic S., Remizov S., Shapiro D., et al. // Journal of Physical Chemistry Letters, American Chemical Society. – 2021. – No. 12. – P. 9068-9075.
5. Kushwaha S. K., Pletikosić I., Liang T., Gyenis A., Lapidus S. H., Tian Y., Zhao H., Burch K., Lin J., Wang W. // Nature Communications. – 2016. – No. 7. – P. 11456.
6. Sakhin V., Kukovitsky E., Talanov Y., Teitel'baum G., Morgun L., Borisov A., Usoltsev A., Pudalov V. // JETP Lett. – 2021. – No. 115. – P. 239–244.

## МЕМРИСТИВНОСТЬ ЛЕГИРОВАННЫХ ОКСИДНЫХ ПЕРОВСКИТОВ

Тулина Н. А.<sup>1</sup>, Россоленко А. Н.<sup>1</sup>, Шмытько И. М.<sup>1</sup>, Иванов А. А.<sup>2</sup>,  
Борисенко И. Ю.<sup>3</sup>, Сироткин В. В.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт физики твердого тела Российской академии наук”, Черноголовка, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования “Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук”, Черноголовка, Россия

\*E-mail: [tulina@issp.ac](mailto:tulina@issp.ac).

Мемристивные устройства (мемристоры) представляют собой структуру металл-изолятор-металл (МИМ), сопротивление которой изменяется в зависимости от приложенного электрического поля и обладает эффектом памяти. На примере исследования биполярного эффекта резистивных переключений в гетеропереходах на основе четырех классов высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП):  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ ,  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_{3-x}$ ,  $\text{Nd}_{1.86}\text{Ce}_{0.14}\text{CuO}_4$  показано, как, используя функциональные свойства ВТСП, формировать мемристивные структуры на их основе. Свойства: претерпевать переход металл-диэлектрик при кислородном допировании, анизотропия электронного транспорта, существование резервуаров заряда, через которые осуществляется допирование проводящих медь-кислородных областей - главные функциональные свойства ВТСП, которые позволяют формировать мемристоры на их основе [1, ссылки там]. На основании этих исследований показано, что макроскопическое фазовое расслоение на поверхности кислород содержащих эпитаксиальных пленок ВТСП и легированных манганитов является определяющим фактором в формировании мемристивных свойств структур на их основе [2,3]. Мемристивные свойства ВТСП проявляются в области фазовой диаграммы ВТСП с фазовым расслоением, характерным для сильнокоррелированных систем [4,5,6].

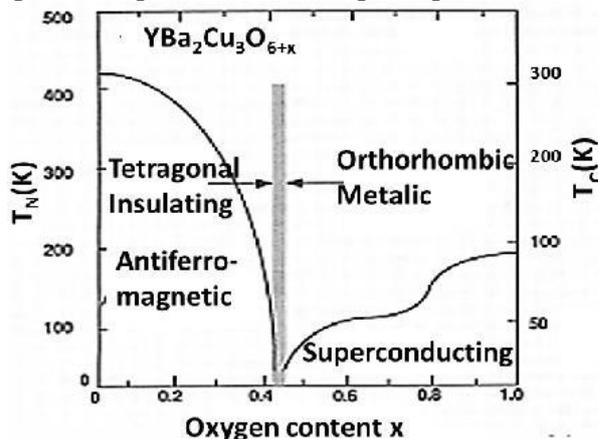


Рис.1. Фазовая диаграмма YBCO в зависимости от содержания кислорода [4], серым обозначена двухфазная обл. Резистивное переключение это переход из коррелированного диэлектрика в коррелированный металл. Это подтверждается доменным характером переходов между метастабильными фазами в электрическом поле и низкотемпературные свойства переключательных каналов в мемристивных структурах на основе ВТСП и легированных манганитов [3].

### Литература

1. Tulina N.A. // arXiv.org > cond-mat > arXiv: - 2018.-1801.09428.
2. Jorgancan J.D, B.W. Veal et al // Phys. Rev.B. – 1990.- V.- 41.-P.1863.
3. Tulina, N.A. I.Yu. Borisenko, I.M. Shmytko, A.A. Ivanov, A.N. Rossolenko, et al // Jour. Superconductivity and Novel Magnetism. – 2020. – V.33- P.-3695.
4. Pickett W. E et al. // Science. – 1992.-V.- 255.- P.-46.
5. Moreo, A., Yunoki, S., Dagotto, E. // Science. – 1999.- V.- 28.-P.- 2034.
6. Oka T and Nagaosa N. // Phys.Rev.Let. -2005.-V.- 95.- P.- 26640.

# СИЛЬНОЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ И ПРЫЖКОВЫЙ ТРАНСПОРТ В ГРАФЕНИЗИРОВАННЫХ НЕМАТИЧЕСКИХ АЭРОГЕЛЯХ

Цebro В. И.<sup>1,2</sup>, Николаев Е. Г.<sup>2</sup>, Кутузов М. С.<sup>3</sup>, Садаков А. В.<sup>1</sup>,  
Соболевский О. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, v.tsebro@mail.ru

<sup>2</sup>Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва, Россия,  
nikolaev@kapitza.ras.ru

<sup>3</sup>Metallurg Engineering Ltd., Tallinn, Estonia

В диапазоне температур от 3 до 300 К и магнитных полях до 16 Тл исследованы магнитотранспортные свойства нематических аэрогелей, состоящих из покрытых графеновой оболочкой нановолокон  $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{SiO}_2$ . Показано, что измеренное магнитосопротивление достаточно хорошо аппроксимируется суммой двух вкладов – отрицательного  $\text{MR}^-$ , описываемого в рамках 2D-модели слабой локализации [1], и линейного по полю положительного  $\text{MR}^+$ , ненасыщающегося в сильных магнитных полях. Установлено, что для всех исследованных образцов полученная в результате анализа отрицательного магнитосопротивления величина  $L_\varphi^{-2}$  ( $L_\varphi$  – длина сбега фазы) выше 20 К линейно зависит от температуры, что указывает на электрон-электронное рассеяние как основной механизм расфазировки [2]. При более низких температурах  $L_\varphi^{-2}$  уменьшается быстрее чем линейно. Так как в этой области температур  $L_\varphi$  становится сравнимой с диаметром нановолокон, можно полагать, что такое поведение связано с началом перехода ниже 20 К от двумерного режима локализации к одномерному, при котором  $L_\varphi^{-2}$  пропорциональна  $T^{2/3}$  [2]. Аппроксимация магнитосопротивления ниже 20 К с помощью формулы для слабой 1D-локализации дает величины  $L_\varphi$  всего вдвое превышающие соответствующие значения, полученные в рамках 2D-модели. Необходимо отметить, что такая большая величина  $\text{MR}^-$  (до 50% вблизи 4,2 К и порядка 2% при 300 К) в совокупности с линейной зависимостью  $L_\varphi^{-2}(T)$  до самых высоких температур в сильно дефектной графеновой системе, по-видимому, наблюдается впервые. Причиной этого является, вероятно, очень высокая степень дефектности графенового покрытия нановолокон аэрогеля. Линейный положительный вклад в магнитосопротивление можно объяснить неоднородным распределением в системе локальной плотности носителей заряда, которое приводит к примешиванию холловской компоненты к продольной составляющей объемного тензора сопротивления [3]. Зависимость  $R(T)$  нематических аэрогелей в нулевом поле также можно представить в виде суммы двух вкладов, один из которых соответствует областям с диффузионным характером транспорта и описывается выражением для случая слабой 2D-локализации. Для второго вклада использована формула для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка с показателем степени в экспоненте, равным 1/2 (закон Эфроса–Шкловского). Для образцов с большим содержанием углерода второй вклад пренебрежимо мал и ниже 10 К наблюдается существенное отклонение от теоретической зависимости, что также подтверждает предположение о переходе ниже этой температуры к одномерному режиму слабой локализации.

1. S. Hikami, A.I. Larkin, and Y. Nagaoka // Prog. of Theor. Phys. 1980. V. 63, P. 707.
2. I. L. Aleiner, B. L. Altshuler, and M. E. Gershenson, // Waves in Random Media. 1999. V. 9, P. 201.
3. M. M. Parish and P. B. Littlewood // Nature. 2003. V. 426, P. 162.

## ПРИМЕСНАЯ ЗОНА КОБАЛЬТА В СПЛАВАХ $Pb_{1-x-y}Sn_xCo_yTe$

Шевченко И. В., Скипетров Е. П., Константинов Н. С.,  
Богданов Е. В., Скипетрова Л. А., Кнотько А. В.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
г. Москва, Россия, E-mail: ilia.vs.msu@gmail.com

В сплавах на основе теллурида свинца глубокие уровни примесей 3d переходных металлов с переменной валентностью (Sc, Ti, V, Cr, Fe, Ni) в основном являются резонансными. В PbTe уровни элементов из первой половины ряда расположены в зоне проводимости, а уровни Fe и Ni – в валентной зоне. Энергетическое положение уровней Co, Cu и Zn пока не определено, но именно они вызывают особый интерес, так как могут находиться на фоне состояний «тяжелой»  $\Sigma$ -зоны и приводить к увеличению термоэлектрической эффективности сплавов [1].

С целью обнаружения примесного уровня Co в настоящей работе исследованы температурные зависимости сопротивления и коэффициента Холла образцов из двух монокристаллических слитков  $Pb_{1-x-y}Sn_xCo_yTe$  ( $x=0.08$ ,  $y=0.01$  и  $y=0.02$ ) при вариации концентраций олова и кобальта вдоль слитков.

Установлено, что в сплавах с содержанием олова  $x=0.05-0.15$ , как и в исследованных ранее сплавах  $Pb_{1-x-y}Sn_xNi_yTe$ , легирование приводит к пиннингу уровня Ферми примесным уровнем кобальта, расположенным в валентной зоне. В рамках двухзонного закона дисперсии Кейна получены зависимости концентрации дырок и энергии Ферми при  $T=4.2$  К от концентрации олова для серий образцов из слитков 1199 ( $y=0.01$ ) и 1083 ( $y=0.02$ ) (рис. 1). Для согласованного объяснения этих результатов предложена модель перестройки электронной структуры при изменении состава матрицы, предполагающая существенное ( $\sim 15$  мэВ) уширение примесного уровня, емкость и степень заполнения которого электронами зависят от концентрации примеси. В рамках этой модели определены положение середины примесной зоны в PbTe и скорость ее движения относительно потолка валентной зоны при увеличении содержания олова, оценены ее емкость и термический коэффициент движения относительно потолка валентной зоны. Предложены диаграммы перестройки электронной структуры сплавов в условиях «мягкой» стабилизации уровня Ферми в примесной зоне Co с ростом концентрации олова и температуры.

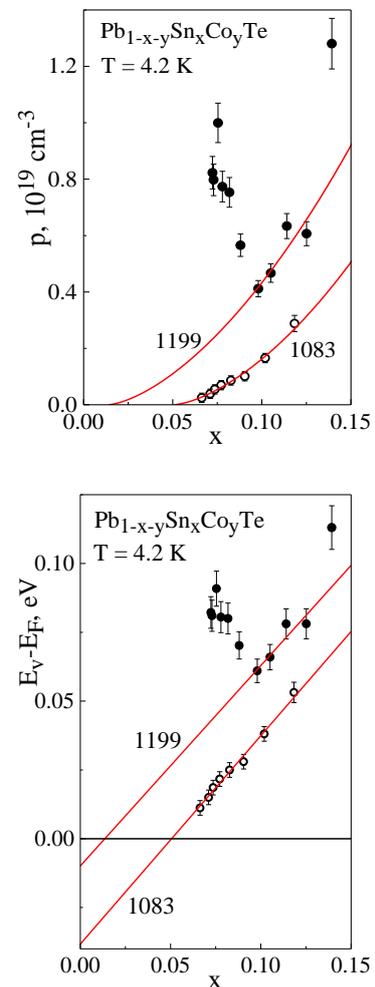


Рис. 1. Зависимости концентрации дырок и энергии Ферми от состава матрицы.

### Литература

1. Heremans J.P., Jovic V., Toberer E.S., Saramat A., Kurosaki K., Charoenphakdee A., Yamanaka S., Snyder G.J. // Science. – 2008. – V. 321. – No. 5888. – P. 554-557.

## ДВОЙНОЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ СИСТЕМЕ

Шипулин И.А.<sup>1</sup>, Grinenko V.<sup>2</sup>, Stegani N.<sup>3</sup>, Maccari I.<sup>4</sup>, Kihou K.<sup>5</sup>, Lee C.-H.<sup>5</sup>,  
Klauss H.-H.<sup>6</sup>, Putti M.<sup>3</sup>, Cagliaris F.<sup>3</sup>, Babaev E.<sup>7</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, shipuliniliya@gmail.com

<sup>2</sup>Shanghai Jiao Tong University, China

<sup>3</sup>University of Genoa, Italy

<sup>4</sup>Stockholm University, Sweden

<sup>5</sup>National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Japan

<sup>6</sup>Technische Universität Dresden, Germany

<sup>7</sup>KTH Royal Institute of Technology, Sweden

Как известно теория БКШ и Гинзбурга-Ландау описывают сверхпроводящее состояние вещества, возникающее через единственный фазовый переход - от симметричного нормального состояния к сверхпроводящему состоянию, нарушающему  $U(1)$  симметрию вследствие образования и конденсации куперовских пар. В сверхпроводниках, нарушающих множественную симметрию, ситуация иная. Многокомпонентные состояния могут быть, например, следствием наличия нескольких электронных зон, где разные компоненты представляют сопряжение в разных зонах. Тогда может возникнуть двукратное вырождение основного состояния ( $Z_2$ -симметрия). Такое состояние спонтанно нарушает симметрию обращения времени (СОВ). В сверхпроводниках с СОВ на уровне теории среднего поля  $U(1)$  симметрия нарушается при температуре  $T_c$  выше, чем температура, при которой нарушается  $Z_2$ -симметрия. Однако, за пределами приближения среднего поля могут образовываться отдельные состояния вещества с фермионным квадруплингом, предшествующие сверхпроводящему состоянию [1]. В рамках лондоновской модели с учетом флуктуационных эффектов [2] было показано возможность возникновения бозонического металлического состояния, в котором спонтанно нарушается СОВ. Теоретически в  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  системе ожидалась многокомпонентное сверхпроводящее состояние, в котором нарушена СОВ [3]. Недавние экспериментальные свидетельства возникновения такого состояния в этом материале при  $x \approx 0,8$  были получены в экспериментах по мюонному вращению спина ( $\mu SR$ ). При этом аномалия, связанная с СОВ, не была обнаружена в измерениях удельной теплоемкости. Разрешение двух аномалий при  $T_c$  и температуре перехода  $Z_2$  ( $T_c(Z_2) > T_c$ ) является ключевым свидетельством существования двух различных электронных фаз. Отсутствие дополнительной аномалии в удельной теплоемкости при  $T_c(Z_2)$  является общей нерешенной проблемой для большинства сверхпроводников с СОВ. Здесь мы сообщаем об обнаружении двух аномалий в удельной теплоемкости  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  при нулевом магнитном поле. Аномалия при более высокой температуре сопровождается также появлением спонтанного эффекта Нернста, указывающего на нарушение  $Z_2$ -симметрии. Вторая аномалия при более низкой температуре совпадает с переходом в сверхпроводящее состояние. Полученные данные представляют собой первый пример появления второй аномалии над сверхпроводящим фазовым переходом, связанной с появлением нетривиальных транспортных свойств.

### Литература

1. Babaev, E., Sudbø, A., Ashcroft, N. A. // Nature. – 2004. – 431. С. – 666–668.
2. Bojesen, T. A., Babaev, E., Sudbø, A. // Phys. Rev. B. – 2013. – 88. С. – 220511.
3. Carlström, J., Garaud, J., Babaev, E. // Phys. Rev. B. – 2011. – 84. С. – 134518.

## ТУННЕЛЬНАЯ СВЯЗЬ МЕЖДУ СЛОЯМИ ГЕТЕРОСИСТЕМЫ HgTe/CdHgTe И ЕЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗ МАГНИТОТРАНСПОРТА

Якунин М. В.<sup>1</sup>, Алешкин В. Я.<sup>2</sup>, Неверов В. Н.<sup>1</sup>, Попов М. Р.<sup>1</sup>,  
Михайлов Н. Н.<sup>3</sup>, Дворецкий С. А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, yakunin@imp.uran.ru

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

<sup>3</sup>Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, mikhailov@isp.nsc.ru

Учет туннельной межслойной связи важен для построения энергетического спектра многослойных фотоприемников и иных устройств. Специфика слоев HgTe связана с его бесщелевой зонной структурой и потому здесь актуальными могут быть одновременно и легкие носители тока (электроны), и тяжелые дырки, что приводит к уникальным спектрам этих структур. Мы исследовали проявления таких особенностей спектра в магнитотранспорте вдоль слоев для простейшей многослойной системы, состоящей из двух проводящих слоев HgTe (квантовые ямы), разделенных тонким слоем CdHgTe (барьер), – двойной квантовой ямы (ДКЯ).

Картина уровней размерного квантования в одиночном слое HgTe радикальным образом зависит от толщины слоя, и при его критической толщине 6.3-6.5 нм нижний электронный уровень встречается с верхним дырочным уровнем, в результате формируется дираковский конусный спектр. При большей ширине слоя формируется инверсное расположение уровней, а при меньшей – нормальное. Мы исследовали все три варианта ДКЯ со слоями HgTe толщиной 4.5, 6.5 и 8.5 нм, с барьером 3 нм – структуры 150217, 150218 и 150219. Структуры нелегированные с проводимостью *p*-типа. Измерялись продольная и холловская компоненты магнитосопротивления (МС) при температурах 0.3 – 1.8 К в полях до 13 Тл.

В этих ДКЯ формируются спектры нетрадиционного вида из-за того, что легкие носители в них сильно туннельно связаны и между ними формируется большая щель, а уровни тяжелых носителей остаются нерасщепленными. В результате в структуре 150218 формируется спектр, похожий на таковой в двуслойном графене, но со своими особенностями. Здесь обнаружена необычная возвратная структура квантового эффекта Холла [1,2]. Показано, что она обусловлена наличием аномальных уровней Ландау «нулевой моды» в слоях HgTe и бокового максимума в валентной зоне. Это явление также связано с топологической инвариантностью состояний и позволяет судить об их электронном либо дырочном характере.

В структуре 150219 нижний электронный уровень опускается ниже критической точки касания крайних уровней двух серий, и в результате его туннельного расщепления в ДКЯ формируется группа высокоподвижных дырок в центре зоны Бриллюэна на фоне резервуара малоподвижных дырок в боковых максимумах [3]. Концентрации этих носителей различаются на два порядка, а подвижности – также на два порядка, но в обратную сторону. В результате формируется неустойчивое состояние, высоко чувствительное к воздействиям.

Из исследований всех трех структур в поле, направленном параллельно слоям, обнаружен ряд особенностей МС [4], связанных с более сложным характером эволюции подзон в ДКЯ HgTe/CdHgTe с параллельным полем, чем наблюдалось ранее.

1. Якунин М.В., Криштопенко С.С. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 2016. – Т. 104. – С. 415-423.
2. Yakunin M.V., Krishtopenko S.S. et al. // Phys. Rev. B. – 2020. – V. 102. – 165305 (10pp.).
3. Якунин М.В., Алешкин В.Я. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 2022. – Т. 116. – С. 378-386.
4. Якунин М.В., Алешкин В.Я. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 2023. – Т. 118. – С. 896-901.

## ВИГНЕРОВСКАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ В ДВУМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Смирнов И.Ю.<sup>1</sup>, Дричко И.Л.<sup>1</sup>, Суслов А.В.<sup>2</sup>, Pfeiffer L.N.<sup>3</sup>, West K.W.<sup>3</sup>, Гальперин Ю.М.<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, ivan.smirnov@mail.ioffe.ru

<sup>2</sup>National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, USA

<sup>3</sup>Princeton University, Princeton, USA

<sup>4</sup>Department of Physics, University of Oslo, Oslo, Norway

В двумерных структурах с высокой подвижностью при низких температурах в больших магнитных полях, когда энергия взаимодействия ( $E_{ee}$ ) превышает энергию Ферми ( $E_F$ ), образуются домены вигнеровского кристалла (ВК), запиннингованные на беспорядке - вигнеровское стекло (ВС). При стационарных условиях домены ВК испытывают коррелированные прыжки между центрами пиннинга, что проявляется в частности в нелинейностях ВАХ на постоянном токе [V.M. Pudalov, интерфейс Si-SiO<sub>2</sub>, 1992; M. Shayegan, структуры GaAs/AlGaAs, 1990-2024]. В свою очередь высокочастотный (ВЧ) кондактанс  $\sigma^{BЧ}(\omega) = \sigma_1(\omega) - i\sigma_2(\omega)$  в режиме ВС определяется колебаниями доменов около этих центров с частотой пиннинга  $\omega_p$  [M.M. Fogler, D.A. Huse, 2000]. Резонансный характер реальной части  $\sigma^{BЧ}(\omega)$  наблюдался в экспериментах с использованием микроволновой спектроскопии [L.W. Engel, структуры GaAs/AlGaAs, 1997]. ВЧ кондактанс может быть определен также из акустических измерений, дающих возможность надежно определять не только реальную, но и мнимую часть  $\sigma^{BЧ}(\omega)$ . Это преимущество и используется в данной работе.

Эксперименты на структуре  $n$ -AlGaAs/GaAs/AlGaAs с концентрацией  $n=5 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup> и высокой подвижностью ( $\mu=8 \times 10^6$  см<sup>2</sup>/Вс) показали, что в окрестности числа заполнения  $\nu=1/5$  ( $\nu=0.19$  и  $0.21$ ), а также в интервале  $0.18 > \nu > 0.125$ , при  $T=40$  мК зависимость  $\sigma_1$  от частоты  $f$  имеет резонансный характер, а  $\sigma_2(f)$  изменяет знак (Рис. 1). Такое поведение типично для состояния ВС. Определена частота пиннинга в нулевом магнитном поле, что позволило оценить размер доменов ВК  $L \approx 3 \times 10^{-4}$  см  $\gg a$  ( $a$  - расстояние между электронами). Определена зависимость температуры плавления ВС  $T_m$  от  $\nu$ . Вблизи  $\nu=1$  в  $\sigma_1(B)$  наблюдаются аномалии, также связанные с образованием ВС.

Похожие аномалии в ВЧ кондактансе обнаружены и в структуре  $p$ -AlGaAs/GaAs/AlGaAs со сравнительно высокой концентрацией дырок  $p=1.2 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> ( $\mu=1.76 \times 10^6$  см<sup>2</sup>/Вс) вблизи  $\nu=1$  и вблизи  $\nu=1/3$ . Об образовании доменов ВК здесь также свидетельствуют характер частотной зависимости компонент  $\sigma^{BЧ}$ ,  $\sigma_1/|\sigma_2| \gg 1$ ,  $\sigma_1 \sim 1/T$ . В окрестности  $\nu \approx 1$  наблюдается сосуществование фаз ВС и дelokализованных дырок. При отклонении же от  $\nu=1/3$  сосуществуют фазы дробного квантового эффекта Холла и ВС.

В структуре  $p$ -Si/SiGe ( $p \approx 8 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup>) в ультраквантовом пределе ( $B > 14$  Тл,  $T < 0.8$  К) мы выявили особенности в  $\sigma^{BЧ}(\omega)$  характерные для ВЧ отклика ВС, но вдали от резонанса, а именно:  $\sigma_2 < 0$ ;  $\sigma_1 \gg |\sigma_2|$ ; линейная зависимость  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  от  $f$ ; независимость  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  от  $B$  и  $T$  [M.M. Fogler, D.A. Huse, 2000].

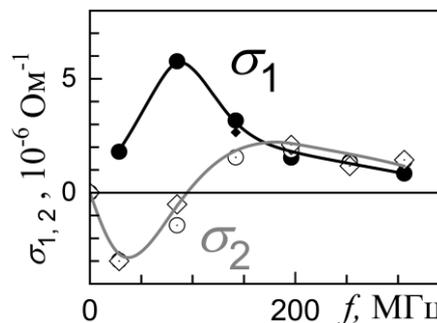


Рис.1.  $\sigma_{1,2}$  от  $f$ ,  $\nu=0.19$ .  
 $T=40$  мК.

# КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПОЛЯ И ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

Ляпилин И. И.

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия, [lyapilin@imp.uran.ru](mailto:lyapilin@imp.uran.ru)

Пространственно-временное изменение намагниченности  $\vec{M}(\vec{r}, t)$  индуцирует дополнительные (калибровочные) спин-зависящие  $\vec{E}_s(\vec{r}, t), \vec{B}_s(\vec{r}, t)$  электромагнитные поля [1], которые связаны со спиновой поляризацией электронов проводимости.  $\vec{E}_s(\vec{r}, t), \vec{B}_s(\vec{r}, t)$  поля генерируют спин-движущую силу  $\vec{F}_s(\vec{r}, t)$ , аналогичную силе Лоренца, концепция которой обсуждалась как для немагнитных материалов в условиях неоднородных магнитных полей, так и для ферромагнетиков. Благодаря силе  $\vec{F}_s(\vec{r}, t)$  реализуется передача энергии между подсистемами проводящих и локализованных электронов. Проявление спин-движущей силы является универсальным явлением в магнитном металле [2, 3].

Спиновые  $\vec{E}_s(\vec{r}, t), \vec{B}_s(\vec{r}, t)$  поля, в отличие от обычных электромагнитных полей, кардинальным образом влияют на кинетику электронов проводимости. В поле  $\vec{B}_s(\vec{r}, t)$  сила  $\vec{F}_s(\vec{r}, t)$  отклоняет носители заряда, в зависимости от ориентации спина ( $s = \uparrow, \downarrow$ ), в противоположные стороны, индуцируя тем самым холловское напряжение и спиновый ток  $\vec{J}_s$ . Поле  $\vec{E}_s(\vec{r}, t)$  приводит к дрейфу электронов со спинами ( $s = \uparrow, \downarrow$ ), в противоположных направлениях; индуцируя спин-поляризованный ток [3].

Смещения носителей, обусловленные действием спиновой силы  $\vec{F}_s(\vec{r}, t)$ , приводят к тому, что дрейфовые скорости электронов  $\vec{v}(s)$  в спиновых подсистемах становятся разными:  $\vec{v}(\uparrow) \neq \vec{v}(\downarrow)$ . Тем самым реализуются условия, при которых становятся возможными проявления эффектов, связанных с взаимодействием между носителями заряда в различных спиновых ( $s = \uparrow, \downarrow$ ) подсистемах. В качестве возможного взаимодействия нами рассмотрено электрон-электронное (кулоновское) рассеяние электронов. При низких температурах электрон-электронные ( $e-e$ ) взаимодействия играют ведущую роль в различных явлениях. Однако как величину, так и влияние ( $e-e$ ) взаимодействия на кинетические свойства кристаллов трудно измерить. Одним из методов, который доказал свою эффективность при измерении скоростей рассеяния непосредственно за счет кулоновского взаимодействия является эффект кулоновского увлечения носителей заряда. В основе эффекта увлечения лежит межслойное кулоновское взаимодействие электронов проводимости, разделенных диэлектриком.

**Нами предложен и рассмотрен эффект спинового кулоновского увлечения**, при котором формирование двух различных спиновых подсистем электронов проводимости ( $s = \uparrow, \downarrow$ ), обусловлено действием спиновых электромагнитных полей. *Сохраняя полный импульс системы в целом,  $e-e$  взаимодействие перераспределяет его между носителями заряда в спиновых  $\uparrow$  или  $\downarrow$  каналах, при котором "быстрые", электроны могут разгонять медленные и наоборот замедляться ими, придавая общему электронному потоку в конечном итоге некоторую среднюю величину импульса [4].*

## Литература

1. Volovik G. E., // J. Phys. C: Solid State Phys.-1987- 20- p. L83–L87.
2. Barnes S, E., Maekawa S. // Phys. Rev. Lett. -2007- 9 - p.246601–246601.
3. Tataru G // Phys. E: Low-dimensional Syst. Nanostruct.-2019 – 106- p.208–23.
4. Lyapilin I.I. // FMM-2023-124–p.795-800.

# СТРУКТУРА СЛОЕВ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЫ Nb<sub>3</sub>Sn В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КОНСТРУКЦИИ СТРЕНДА И УСЛОВИЙ ТЕРМООБРАБОТКИ

**Дерягина И. Л., Попова Е. Н., Патраков Е. И.**

*Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской 18, Россия. e-mail: [deriyagina@mail.ru](mailto:deriyagina@mail.ru)*

Многоволоконные композиты на основе Nb<sub>3</sub>Sn необходимы для использования в сверхпроводящих (СП) электромагнитах с полями выше 10 Тл, предназначенных для ускорителей элементарных частиц и установок термоядерного синтеза. Требования к критической плотности тока J<sub>c</sub> проводников на основе Nb<sub>3</sub>Sn возрастали и продолжают возрастать. Так, для создания ТОКАМАК-15 в 1988 г. уровень J<sub>c</sub> провода должен был быть не ниже 400 А/мм<sup>2</sup> в поле 8 Тл, а спустя десятилетие для проекта ИТЭР<sup>1</sup> потребовались проводники с J<sub>c</sub>, не менее 650 А/мм<sup>2</sup>, а затем - 750 А/мм<sup>2</sup> в поле 12 Тл [1]. В настоящее время в рамках проектов по модернизации LHC<sup>2</sup> и созданию ускорителя FCC<sup>3</sup> требования к J<sub>c</sub> проводов на основе Nb<sub>3</sub>Sn выросли до 3000 А/мм<sup>2</sup> в поле 12 Т для LHC [2] и 1500 А/мм<sup>2</sup> в поле 16 Тл для FCC [3].

Важнейшим фактором, обеспечивающим высокие значения J<sub>c</sub>, является структура слоя Nb<sub>3</sub>Sn: толщина слоя, морфология зерен и средний размер зерна d<sub>ср</sub>, поскольку главными центрами пиннинга в этих проводниках являются границы зерен СП фазы. Уменьшение d<sub>ср</sub> Nb<sub>3</sub>Sn ведет к увеличению площади межзеренных границ и, как следствие, к повышению силы пиннинга, что обеспечивает повышение J<sub>c</sub>. Крайне важен и состав фазы, поскольку интерметаллид Nb<sub>3</sub>Sn имеет область гомогенности по олову от 16 до 24,5 ат.%, а верхнее критическое поле резко возрастает с приближением состава фазы к стехиометрии. Способ изготовления сверхпроводника, его дизайн и режимы термообработки (ТО) на стадии формирования СП фазы оказывают сильное влияние на структуру Nb<sub>3</sub>Sn [4].

В докладе будут представлены результаты наших исследований структуры СП композитов, изготовленных в ОАО ВНИИ НМ им. А.А. Бочвара по «бронзовой» и ВИП-технологиям. Каждая из этих технологий имеет свои преимущества и недостатки, которые – с точки зрения формирования оптимальных структуры и состава фазы - будут проанализированы в докладе. В частности, в «бронзовом» методе СП фаза формируется в процессе твердофазной диффузии олова из матрицы в ниобиевые волокна, но бронзовая матрица имеет ограничения по концентрации в ней олова. В ВИП-методе высокое содержание олова в источнике приводит к формированию СП фазы с близким к стехиометрии составом, однако из-за низкой температуры плавления олова во время реакционной ТО может образовываться жидкофазная составляющая, и процесс роста зерен труднее контролировать, в результате чего d<sub>ср</sub> в СП слоях ВИП-стрендов больше, чем в композитах «бронзового» метода, а разброс зерен по размерам (параметр среднеквадратичного отклонения) - шире.

Исследование выполнено в ЦКП ИФМ УрО РАН в рамках гос. задания МИНОБРНАУКИ РФ («Давление», № 122021000032-5 и «Спин» № 122021000036-3).

## Литература

1. Tronza V.I., Lelekhov S.A., Stepanov B., Bruzzone P. // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2014. – 24. – 4801905.
2. Mitchell, M. Breschi, V. Tronza. // Supercond. Sci. Technol. – 2020. – 33(5). — 054007.
3. A. Ballarino, L. Bottura. // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2015. – 25. – 6000906.
4. Е. Н. Попова, И.Л. Дерягина. // ФММ. – 2018. – № 12. – С. –1290-1296.

Примечания: <sup>1</sup> ИТЭР - Интернациональный термоядерный экспериментальный реактор; <sup>2</sup> LHC -Large Hadron Collider; <sup>3</sup> FCC - Future Circular Collider.

## ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ПЕРЕХОДА С СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ БАРЬЕРОМ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**Рахмонов И. Р.<sup>1</sup>, Щелкачев Н. М.<sup>1</sup>, Шукринов Ю. М.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ЛТФ, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия,

<sup>2</sup> Государственный университет Дубна, Дубна, Россия

<sup>3</sup> Московский Физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

<sup>4</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау, Черноголовка, Россия  
rahmonov@theor.jnr.ru

На основе математического моделирования исследована фазовая динамика джозефсоновского перехода с сегнетоэлектрическим барьером под воздействием внешнего электромагнитного излучения. В таком джозефсоновском переходе динамическими переменными являются поляризация сегнетоэлектрического слоя и джозефсоновская разность фаз. Динамика поляризации в сегнетоэлектрическом барьере описана в рамках теории Ландау-Девоншира, которая приводит к нелинейному уравнению Даффинга, а динамика джозефсоновской разности фаз описана RCSJ-моделью. Рассчитана вольт-амперная характеристика рассматриваемого перехода. Продемонстрировано, что в сегнетоэлектрическом слое реализуется нелинейный резонанс под воздействием джозефсоновских колебаний. Показано, что этот нелинейный резонанс приводит к возникновению резонансной ветви на вольт-амперной характеристике и в резонансной области вольт-амперной характеристики наблюдается отрицательное дифференциальное сопротивление. Получено, что при образовании ступеньки Шапиро на резонансной ветви характер его зависимости отличается от случая с обычным SIS переходом.

## МОДЕЛЬ АТОМА С ЭКРАНИРОВАННЫМ ИОНОМ

Фрейнкман Б.Г.

Независимый исследователь. с.н.с., к. ф-м. н., Москва, Россия.

bgreink@gmail.com

Простейшей моделью многоэлектронных атомов является модель независимых атомов [1] и в частности модель водородоподобных атомов. В работе [2] на основании теории Томаса-Ферми было получено распределение электронов в экранированных атомах ионах с произвольным зарядом ядра. Это распределение электронов было использовано в работах [3] в качестве модели атома углерода, для расчета эмиссионных характеристик графена. При этом предполагалось, что из четырех валентных электронов три электрона находящихся на связи мало влияет на процесс эмиссии, который в основном определяется четвертым слабосвязанным электроном, сильно взаимодействующим с полем окружения. В работах [3] было показано, что центрально симметричное поле экранированного иона неоднородно по радиусу. Поэтому при вариационном расчете энергии электрона оператор полной энергии был модифицирован согласно [4]. Для этого оператора полной энергии было получено условие вырождения по радиусу и рассчитана энергия основного состояния. В работе [5] получено распределение по радиусу электронов экранирования в модели атома с конечным радиусом экранирования иона -  $r_i$  с учетом взаимодействия оболочки экранирования с полем ближайших атомов окружения. Радиус  $r_i$  определяется из условия равенства сил связи электрона с ионом и центробежных сил поля ближайших атомов. В работе [6] эта модель водородоподобного атома использовалась с учетом кулоновского взаимодействия электрона с оболочкой экранирования для расчета энергии фотоионизации легких атомов от Li до Ne. В данной работе получено распределение по радиусу полной энергии связи оболочки экранирования с ионом в атоме и в однократно ионизованном ионе для атомов от Li до Ar.

### Литература

1. W. Brandt, M. Kitagawa. Effective stopping-power charges of swift ions in condensed matter // Phys. Rev., 1982, v. B25, n. 9, p. 5631-5637.
2. У.Фано, Л.Фано. Физика атомов и молекул // Наука 1980
3. Б.Г.Фрейнкман. Модель псевдопотенциала атома углерода в решетке графена Матем. моделирование, 2015, том 27, № 7, с. 122-128.
4. В.А. Фок. Начала квантовой механики, - Москва-Ижевск, 2003
5. Б. Г. Фрейнкман, С.В. Поляков, И.О. Толстов, Расчет основного состояния электрона в неоднородном поле экранированного иона углерода, Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша, 21, 2021
6. Б. Г. Фрейнкман, “Кулоновские взаимодействия в модели изолированного атома с экранированным ионом”, Матем. моделирование, **34:2** (2022), 32–40

**Научное издание**

**Совещание по физике низких температур**

Сборник тезисов XXXIX Международной Конференции ФНТ-2024

«Совещание по физике низких температур»

**Публикуется в авторской редакции**

ISBN 978-5-6045956-5-7



9 785604 595657