

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. Ломоносова

XXVI Международная конференция
студентов, аспирантов и молодых ученых
по фундаментальным наукам



“ЛОМОНОСОВ–2019”

Секция “ФИЗИКА”

Подсекция

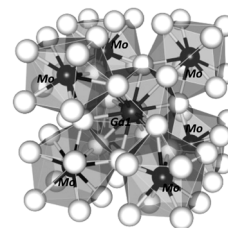
“СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ
СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ”

Сборник тезисов докладов

МОСКВА
Физический факультет МГУ
2019

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Председатель:
проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич

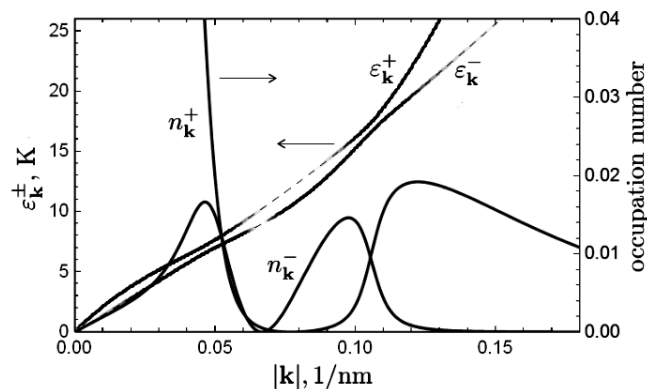


ОПТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ТЕМНОГО БОЗЕ-КОНДЕНСАТА ДИПОЛЬНЫХ ЭКСИТОНОВ

Асриян Н.А.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: asrijan.na15@physics.msu.ru

Одна из актуальных тем, связанных с новыми двумерными материалами — изучение экситонных эффектов. В частности, активно обсуждается возможность образования бозе-конденсата (БЭК) экситонов, поскольку ввиду малой эффективной массы электронов и дырок, она может быть достигнута при более высоких температурах нежели для «истинных» бозонов. В связи с этим актуален вопрос о способах обнаружения БЭК. В некоторых структурах это можно сделать путём исследования спектра люминесценции экситонов. Однако это не всегда возможно, поскольку рекомбинация экситона может быть непрямой оптическим переходом, что сильно уменьшает интенсивность люминесценции. Такая ситуация реализуется например в системе дипольных экситонов в бислое MoS_2 . Для наблюдения БЭК таких экситонов (их называют «темными») предлагается использовать взаимодействие с системой «светлых» экситонов, для которой возможно наблюдение спектра люминесценции. В качестве «светлой» системы предлагается использовать бислою GaAs , поскольку для него экспериментально получен БЭК дипольных экситонов и изучен его спектр люминесценции [1]. В работе рассматривается гетероструктура, состоящая из двух бислоев (GaAs и MoS_2), разделенных диэлектриком, подавляющим туннелирование экситонов из одного слоя в другой. Для нее методами квантовой теории поля проведен расчет спектра возбуждений «светлых» экситонов, и показано, что при наличии в «темной» системе БЭК, в спектре возбуждений «светлой» образуются две ветви [2]. Предлагается использовать этот факт для обнаружения факта бозе-конденсации в MoS_2 , а также для получения информации о спектре возбуждений «тёмной» системы.



Показаны спектральные ветви возбуждений «светлого» конденсата и их числа заполнения (левая и правая шкала соответственно). Более темным участкам на спектральных кривых соответствуют большие числа заполнения.

Литература

1. A.A. High, J.R. Leonard, A.T. Hammack, M.M. Fogler, L.V. Butov, A.V. Kavokin, K.L. Campman, and A.C. Gossard, *Nature (London)* 483, 584 (2012)
2. N. A. Asriyan, I. L. Kurbakov, A. K. Fedorov, and Yu. E. Lozovik, *Phys. Rev. B* 99, 085108 (2019)

НЕОБЫЧНОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И ФЕРРОМАГНЕТИЗМА В ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩЕМ ПНИКТИДЕ $\text{RbEuFe}_4\text{As}_4$

Астраханцева А.С., Гребенчук С.Ю., Баранов Д.С.

МФТИ ГУ, Долгопрудный, Россия

E-mail: sergeenkova.anka@mail.ru

Хорошо известно, что сверхпроводимость и ферромагнетизм — это явления антагонисты. Показательными примерами сосуществования этих двух явлений были исследования решетки ферромагнитных островков на поверхности сверхпроводника [1] и изучение гибридных структур из сверхпроводника и ферромагнетика [2]. Относительно недавно появился новый класс веществ, в котором сверхпроводимость и ферромагнетизм сосуществуют одновременно на атомном уровне (например, [3,4]). Объектом исследований данной работы был слоистый монокристалл $\text{RbEuFe}_4\text{As}_4$ с продольной (плоскостной) магнитной анизотропией. Исследования проводились на низкотемпературном магнитно-силовом микроскопе. Температура сверхпроводящего перехода данного образца $T_{sc}=36.25$ К, а температура Кюри $T_c=15$ К [5,6].

В работе было исследовано влияние температуры на распределения локального магнитного поля над поверхностью кристалла в постоянном внешнем магнитном поле при уменьшении температуры (см. рис. 1). На рис.1(a) мы наблюдаем решетку вихрей Абрикосова свойственную сверхпроводникам второго рода, соответствующую внешнему приложенному полю 33Гс, без каких-либо особенностей. На рис.1(b) мы можем заметить появление черных точек между вихрями, которые мы идентифицируем как антивихри. На рис.1(b-d) видно, что антивихри расположены не однородно, а в областях с темным (против светлых областей, в которых нет антивихрей) контрастом. Светлые и темные области формируют домены, которые мы разделили тонкими серыми пунктирными линиями. Также на рис.1(c) выделены белой пунктирной линией области, в которых вихри и антивихри взаимно уничтожились, а на рис.1(d) эти области снова заполнены вихрями.

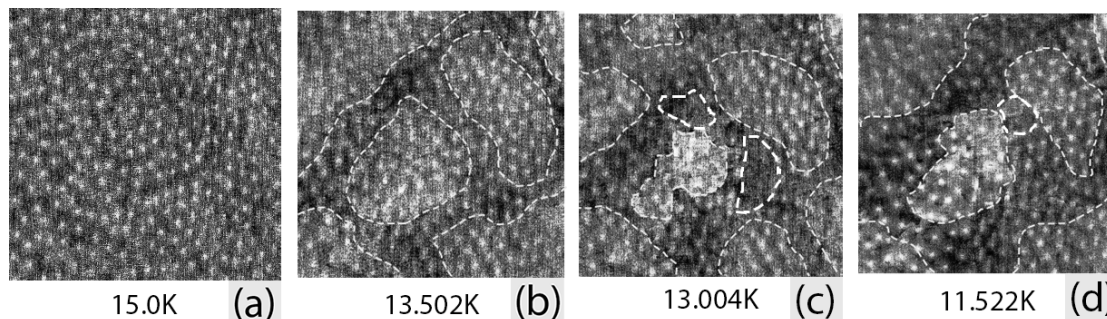


Рис. 1. Фазовые портреты поверхности образца в постоянном внешнем поле $H=30$ Гс при температурах (a) 15 К, область сканирования $12.4 \times 12.4 \mu\text{m}^2$, (b) 13.5 К, область сканирования $12.2 \times 12.2 \mu\text{m}^2$, (c) 13 К, область сканирования $12.1 \times 12.1 \mu\text{m}^2$, (d) 11.5 К, область сканирования $11.9 \times 11.9 \mu\text{m}^2$ (координаты центра скана для (a),(b),(c) и (d) изображений постоянны).

Для серии экспериментов в постоянном внешнем магнитном поле мы проанализировали вихревую решетку и построили: температурную зависимость углов между прямыми, соединяющими центры вихрей (см. рис.2(a)); температурную зависимость

расстояний между вихрями (см. рис.2(b)); температурную зависимость концентрации вихрей (см. рис.2(c)). На рис.2(a) мы можем наблюдать небольшое уменьшение значений типичных углов, что отражает изменение числа и позиций вихрей. На рис.2(b) мы видим резкое увеличение средних расстояний между вихрями в температурном диапазоне от 10К до 14К. На рис.2(c) наблюдается скачок уменьшения приведенной концентрации вихрей в том же температурном диапазоне, что согласуется с увеличением расстояний между вихрями и процессом аннигиляции вихрей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №18-72-10118

Рис. 2. (a) Температурная зависимость углов между прямыми, соединяющими центры вихрей; (b) температурная зависимость расстояний между вихрями; (c) температурная зависимость концентрации вихрей.

Литература

1. J. I. Martin, M. Velez, A. Hoffman, I. K. Schuller, and J. L. Vicent // Phys. Rev. Lett.83,1022 (1999)
2. F. Bobba, C. Di Giorgio, A. Scarfato, M. Longobardi, M. Iavarone, S. A. Moore, G. Karapetrov, V. Novosad, V. Yefremenko, and A. M. Cucolo // Phys. Rev. B 89, 214502 (2014)
3. I.S. Veshchunov, L.Ya. Vinnikov, V.S. Stolyarov, N. Zhou, Z.X. Shi, X.F. Xu, S.Yu. Grebenchuk, D.S. Baranov, I.A. Golovchanskiy, S. Pyon, Yue Sun, Wenhe Jiao, Guanghan Cao, T. Tamegai, A.A. Golubov // JETP Letters, Volume 105, Issue 2, pp 98–102 (2017)
4. V.S. Stolyarov, et al. // Science Advances 4, no. 7, eaat1061 (2018)
5. Yi Liu, et al. Cao // Phys. Rev. B 93, 214503 (2016)
6. V.S. Stolyarov, et al. // Unique interplay between superconducting and ferromagnetic orders in EuRbFe₄As₄ // Phys. Rev. B 98, 0140506(R)(2018)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА СЛАБОЙ АНТИЛОКАЛИЗАЦИИ В ТОПОЛОГИЧЕСКОМ ИЗОЛЯТОРЕ Bi_{1.08}Sb_{0.9}Sn_{0.02}Te₂S

Борисов А.Э.¹, Моргун Л.А.²

¹МФТИ НИУ, Долгопрудный, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; НИУ ВШЭ, Москва, Россия

E-mail: borisov.ae@phystech.edu, morgunla@lebedev.ru

Топологический изолятор (ТИ) — это изолятор с запрещённой зоной в спектре электронов внутри объема образца ("объёмных" электронов), но с бесщелевыми прово-

дьящими состояниями на поверхности, которые образуются благодаря топологически нетривиальной природе зонной структуры.

С момента своего открытия этот экзотический класс квантовых материалов считается перспективным для исследований как во многих областях фундаментальной физики (майорановские фермионы [1], магнитные монополи [2] и эффект близости в сверхпроводниках [1, 3]), так и для потенциального использования в квантовых вычислениях [5, 5]. Естественным образом встала задача поиска наилучшего объёмного монокристаллического ТИ для изучения свойств поверхностных дираковских электронов, т.е. ТИ с поверхностной точкой Дирака, сильно отличающейся по энергии от "объёмных" электронов, низкой концентрацией таких электронов и надёжным способом выращивания. На сегодняшний день в данной сфере является в основном исследуется допированный $\text{Bi}_{1+x}\text{Sb}_{1-x}\text{Te}_2\text{S}$ [6, 7], обладающий всеми перечисленными свойствами.

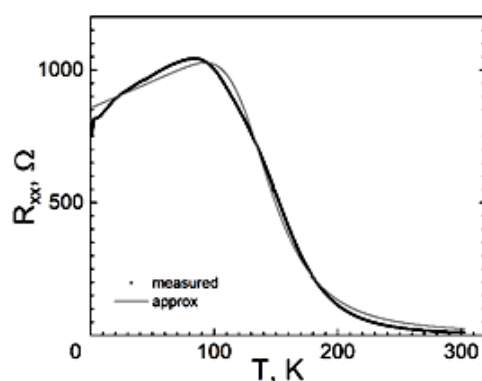


Рис.1: Зависимость продольного сопротивления от температуры.

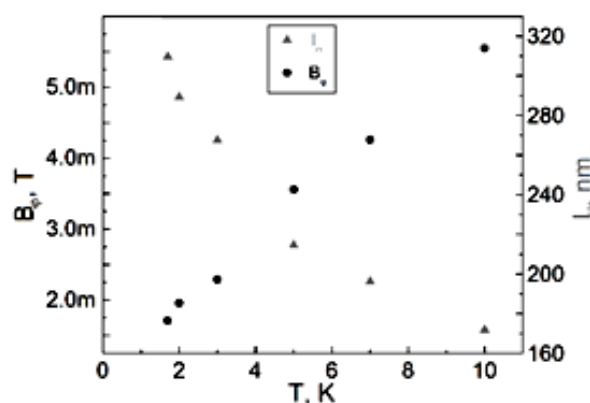


Рис.2: Зависимость длины сбоя фазы от температуры.

В нашей работе исследовались слоистые образцы $\text{Bi}_{1.1}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$, допированного Sn (замещает Bi). Образец для измерений представлял собой тонкую прямоугольную пластину размерами $1,1 \times 0,9$ мм и толщиной 0,07 мм, на которую для лучшего электроконтакта был напылён слой титана и подведены золотые провода толщиной 30 мкм, закреплённые на образце угольной пастой. Были измерены: зависимость продольного сопротивления (по 4-хточечной схеме) материала от температуры (от $\sim 1,5$ до ~ 300 K) (см. рис. 1); зависимость отклонения продольной проводимости от напряжённости магнитного поля (перпендикулярного плоскости образца) при температурах ниже 10 K; зависимость поперечной составляющей сопротивления от поля (см. рис. 2). При не очень сильных полях (~ 100 Э) график зависимости продольного сопротивления от поля в окрестности нуля имеет особенность (см. рис. 3а), характерную для эффекта слабой антилокализации (теория Хикками-Ларкина-Нагаоки [8], формула (1)). Из формы графика можно рассчитать длину сбоя фазы l_ϕ (см. рис. 3б) и количество проводящих каналов в образце (и их зависимости от температуры).

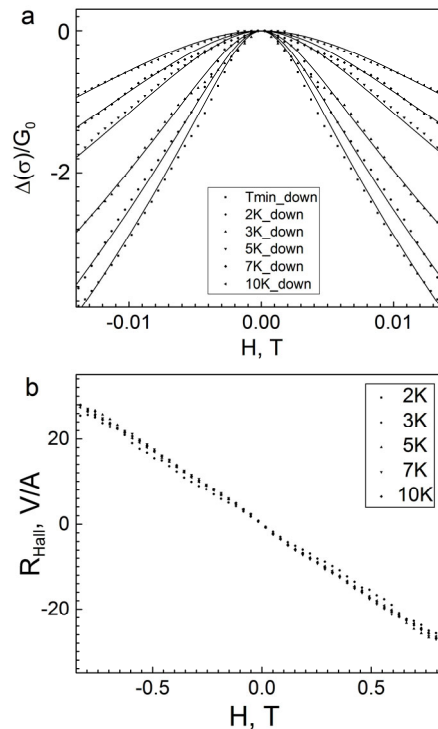


Рис.3: Зависимости а. холловского сопротивления; б. продольной проводимости от поля при различных температурах.

Зависимость $R_{xx}(T)$ аппроксимировалась из предположения, что толщина образца – это изолятор с экспоненциальной зависимостью сопротивления от температуры, поверхность – с линейной. Из графика видно, что при температурах ниже 100К преобладает именно поверхностная проводимость, а изоляторная часть обладает запрещённой зоной $\Delta \sim 91$ мэВ.

Эксперимент показал, что l_φ зависит от температуры как $1/\sqrt{T}$, т.е. рассеяние электронов происходит преимущественно на других электронах, а не на фононах.

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma(B) - \Delta\sigma(0) = \alpha \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\varphi}{B}\right) - \ln\left(\frac{B_\varphi}{B}\right) \right], \quad B_\varphi = \frac{\hbar}{4e l_\varphi^2} \quad (1)$$

Хотелось бы выразить благодарность: Тейтельбауму Г.Б., Пудалову В.М., Романовой Т.А., Гаврилкину С.Ю.

Литература

1. Fu, L. & Kane, C. L. Superconducting proximity effect and Majorana fermions at the surface of a topological insulator // *Phys. Rev. Lett.* 100(9), 2008.
2. Qi, X.-L., Li, R., Zang, J. & Zhang, S.-C. Inducing a magnetic monopole with topological surface states // *Science* 323(5918), 1184–1187, 2009.
3. Stanescu, T. D., Sau, J. D., Lutchyn, R. M., & Das Sarma, S. Proximity effect at the superconductor-topological insulator interface // *Phys. Rev. B* 81(24) 2010.
4. Moore, J. E. The birth of topological insulators // *Nature* 464(7286), 194–198, 2010.
5. Vobornik, I. et al. Magnetic proximity effect as a pathway to spintronic applications of topological insulators // *Nano Lett.* 11, 4079–4082, 2011.
6. Lihong Bao et al. Weak Anti-localization and Quantum Oscillations of Surface States in Topological Insulator $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$ // *Scientific Reports* volume 2, Article number: 726, 2012.
7. S. K. Kushwaha et al. Sn-doped $\text{Bi}_{1.1}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$ bulk crystal topological insulator with excellent properties // *Nature Communications* volume 7, Article number: 11456, 2016.
8. S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka Spin-Orbit Interactions and Magnetoresistance in the Two Dimensional Random System // *Prog. Theor. Phys.*, 63 (2), 707, 1980.

МЕХАНИЗМЫ РАССЕЙЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InAs/AlSb

Бурмистров Е.Р.

РГУ имени С.А.Есенина, Рязань, Россия
 E-mail: eugeni.conovaloff@yandex.ru

Целью настоящей работы является теоретическое исследование механизмов релаксации в структурах с двумерным электронным газом. В ранних работах[2] было установлено, что основными механизмами рассеяния являются рассеяние на шероховатостях гетерограниц и кулоновское взаимодействие с положительными зарядами внутри слоя AlSb. Теоретические работы других авторов были выполнены без учета особенностей данной структуры.

Квантовое время релаксации теоретически рассчитано итерационными методами исчисления самосогласованного решения уравнения Шредингера и электронейтральности Пуассона для потенциала заданной формы. Использован вариационный метод Фенга-Хорварда с учётом аппроксимацией эффективной массы и обменно-корреляционного взаимодействия потенциала. В рамках разработанной теории было установлено влияние ширины квантовой ямы на характер взаимодействия носителей заряда(рис.1). При увеличении ширины квантовой ямы время релаксации убывает экспоненциально.

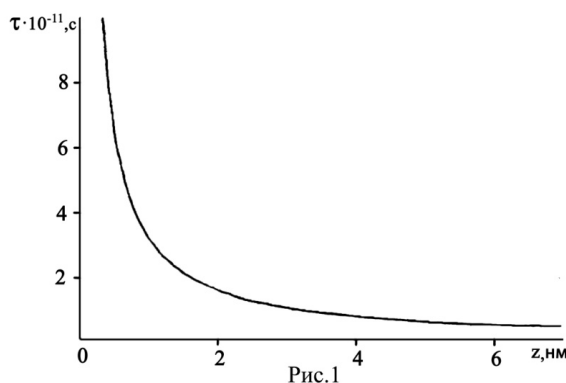


Рис.1

Учёт многочастотных эффектов в матрицах рассеяния[1] позволил установить зависимость квантового времени релаксации от параметров шероховатости структуры(рис.2), $\Lambda=100\dots120\text{\AA}$.

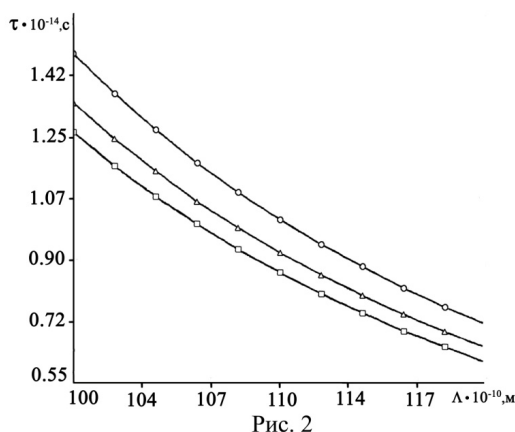


Рис. 2

В ходе научного исследования теоретически получены значения времени релаксации при рассеянии на шероховатостях гетерограницы τ_q , в результате кулоновского взаимодействия τ_c , значения энергии Ферми E_F , эффективное сечение рассеяния σ и время релаксации из осцилляций Шубникова де Гааза $\tau_{шдг}$ (табл.1).

В условиях отсутствия магнитных полей наибольший вклад в рассеяние частиц вносит рассеяние на больших углах. В нелегированных образцах рассеивающими центрами являются дислокации в глубоких донорных слоях DX-центров. В условиях кван-

тующих магнитных полей центрами рассеяния являются шероховатости гетерограниц. При этом механизм рассеяния вызван флуктуацией потенциала и наличием дислокаций в слое квантовой ямы InAs.

Таблица 1

Серия образцов	EF, эВ	$\tau_q \cdot 10^{-14}$, с	$\sigma \cdot 10^{-16}$, м-2	$\tau_{шдг} \cdot 10^{-12}$, с	$\tau_t \cdot 10^{-12}$, с
1	45.7	6.493	1.50	6.52	4.51
2	45.8	6.478	1.49	6.48	4.95
3	46.6	6.414	1.47	6.46	4.60

Литература

1. D.Yu. Protasov, K.S.Zhuravlev. Solide-State Electronics, 129, 66-72(2017).
2. Price P.J. Electron transport in polar heterolayers. Surf Sci 1981;113:199-210.

РАСЧЁТ ПАРАМЕТРОВ ТРАНСМОНА И РАЗРАБОТКА ЧИПА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО КВАНТОВОМУ ВОЛНОВОМУ СМЕШЕНИЮ

Васенин А.В.¹, Кадырметов Ш.В.², Дмитриев А.Ю.³

МФТИ НИУ, Долгопрудный, Россия
E-mail: vassenin.av@phystech.edu

Волновое смешение является одним из хорошо изученных явлений классической нелинейной оптики. Однако с точки зрения квантовой оптики смешение когерентных сигналов на одиночных атомах практически не изучено, хотя представляет особый интерес. Для наблюдения этого эффекта необходимо достичь режима сильной связи между атомом и распространяющимся светом. Кроме того, смешение сложно наблюдать на одиночных естественных атомах ввиду трудностей с определением направления рассеяния фотонов атомом. Однако данный эффект весьма легко обнаружить на сверхпроводниковых кубитах в области микроволновой квантовой оптики, где он проявляет множество интересных особенностей. Так, было продемонстрировано волновое смешение на искусственных сверхпроводниковых атомах в непрерывном и импульсном режимах [1]. Более того, был предложен метод, позволяющий извлечь статистику фотонных состояний света с помощью смешения сигналов на кубите, и проведена экспериментальная проверка для случая когерентных сигналов [2].

В данной работе предлагается эксперимент, реализующий смешение на сверхпроводниковом кубите двух сигналов: классического сигнала от генератора и суперпозиции вакуума и одиночного фотона, получаемого при помощи однофотонного источника, см. Рис. 1. Также разработан дизайн чипа для проведения такого эксперимента по волновому смешению на трансмоне в качестве пробного кубита.

Для приготовления суперпозиции вакуума и одиночного фотона используется однофотонный источник, представляющий из себя трансмон, асимметрично связанный с двумя полубесконечными копланарными линиями передачи. Кубит возбуждается через слабо связанную линию 3 и релаксирует преимущественно в сильно связанную линию 4, см. Рис. 2. Кубит, на котором происходит смешение, связывается через ёмкость с копланарной линией передачи, см. Рис. 3.

В работе производилось моделирование двухуровневой системы и расчёт таких параметров, как эффективная ёмкость кубита, частота кубита, его ангармонизм, частота релаксации Γ_1 . В ближайшем будущем планируется экспериментальная реализация схемы и изучение эффектов волнового смешения между классическим и квантовым микроволновыми сигналами.

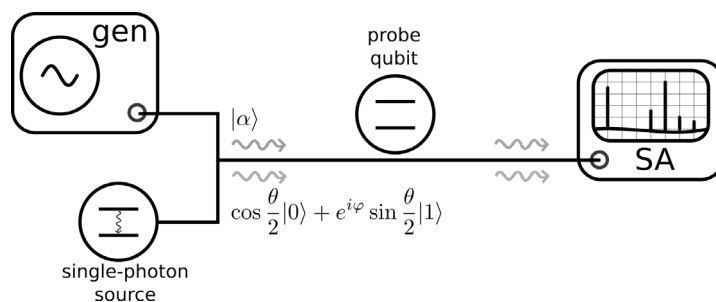


Рис. 1. Схема эксперимента.

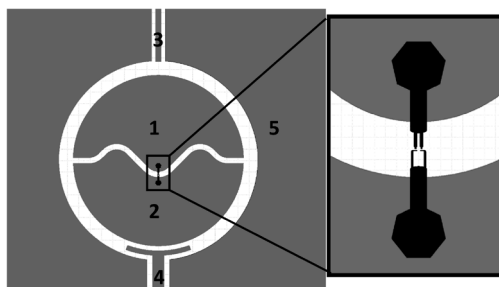


Рис. 2. Однофотонный источник на чипе.

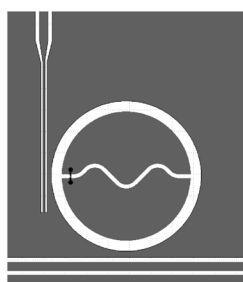


Рис. 3. Кубит, на котором происходит смешение.

Литература

1. A. Yu. Dmitriev et al. Quantum wave mixing and visualisation of coherent and superposed photonic states in a waveguide // Nature Communications 8, 1352 (2017)
2. A. Yu. Dmitriev et al. Probing the statistics of coherent states by continuous wave mixing on a single artificial atom // arXiv:1809.04874 [quant-ph], 2018

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ СЕЛЕНИДА ЖЕЛЕЗА

Головнин Я.И.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: golovnin96@gmail.com

Сверхпроводники на основе железа обладают целым рядом преимуществ перед всеми известными сверхпроводниками. Среди «железных» сверхпроводников селенид железа обладает простейшей структурой. Тогда, как многие высокотемпературные сверхпроводники токсичны и нетехнологичны, селенид железа безопасен и допускает простые технологические операции. Помимо этого, у соединения FeSe есть еще ряд привлекательных характеристик.

Во-первых, в технологически-прикладном аспекте - низкая по сравнению с купратами температура осаждения пленок FeSe может решить задачу получения ВТСП проводников 3го поколения [1, 2] на диэлектрических гибких подложках, необходимых для

передачи высокочастотных сигналов и электроэнергии на переменном токе с минимальными потерями. Проблемой в этой задаче является огромная разница (порядка 25 раз) температурных коэффициентов расширения (ТКР) пленок YBCO (14.810–6/°C) и световолокон из аморфного кварца SiO₂ (5.5 10–7/°C), апробируемых в качестве гибких длинномерных подложек. При этом существует большое количество легированных длинномерных световолокон с допустимыми значениями ТКР на уровне 510–6/°C, температуры плавления которых ниже 700 – 800 °C, типичных для получения купратных сверхпроводников, но существенно выше 320 – 400 °C, необходимых для получения пленок FeSe, что может сыграть решающую роль в решении данной задачи.

Во-вторых, критические магнитные поля соединения FeSe чрезвычайно велики (порядка 50 Тл), а критические токи в сильных магнитных полях при низких температурах всего лишь примерно на порядок меньше критических токов в купратах [3], что открывает перспективы его использования в технике сильных магнитных полей.

В-третьих, в аспекте фундаментальных исследований - последние работы [4] показывают, что качество многослойных пленок FeSe (порядка 300 слоев), полученных методом импульсного лазерного осаждения, позволяет проводить исследования физического механизма возникновения сверхпроводимости в этих соединениях. Стабилизация сверхпроводящего состояния в тонких пленках селенида железа происходит за счет сильных анизотропных напряжений и/или допирования электронами на границе пленка – подложка при сохранении двумерного характера сверхпроводимости. Поэтому, получение и исследование свойств многослойных пленок FeSe в рамках данной работы, направленное на решение проблемы повышения и стабилизации температуры сверхпроводящего перехода в тонких пленках селенида железа имеет актуальность и значимость для фундаментальных и прикладных исследований.

В данной работе, методом импульсного лазерного осаждения получена серия тонких пленок селенида железа на подложках титоната стронция и исследованы их свойства.

Литература

1. Xu Y., Djeu N., Quian Z., Xu Z., He P., Bhattacharya R. YBCO films grown of faceted sapphire fiber. IEEE Trans. Appl. Supercond., 21,3281-3284 (2011).
2. N.V. Porokhov, A.S. Kalabukhov, M.L. Chukharkin, A.G. Maresov, D.A. Khrykin, N.V. Klenov, and O.V. Snigirev. The Physical Basis of the Fabrication of the Third Generation of High Temperature Superconducting Wires on Quartz Substrates. Moscow University Physics Bulletin, 70, 134 (2015). DOI: 10.3103/S0027134915020125
3. P. Mele. Superconducting properties of iron chalcogenide thin film. Sci Technol. Adv. Mat., 13, 054301(2012) DOI: 10.1088/1468-6996/13/5/054301
4. B. Shen, Z.-P. Feng, J.-W. Huang, et al. Electronic structure and nematic phase transitions in superconducting multiple-layer FeSe films grown by pulsed laser deposition method. Chin. Phys. B, 26, 7, 077402 (2017). DOI: 10.1088/1674-1056/26/7/077402

ГЕНЕРАЦИЯ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ВИХРЕЙ ЛОКАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ КАНТИЛЕВЕРА МАГНИТНО-СИЛОВОГО МИКРОСКОПА

Гребенчук С.Ю.^{1,2}, Оганнисян Р.А.¹, Д.С. Баранов^{1,3,4}

¹МФТИ, Долгопрудный, Россия

²Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

³Институт физики твердого тела, Черноголовка, Россия

⁴Laboratoire de physique et d'étude des matériaux, Париж, Франция

E-mail: sergey.gr.sc@gmail.com

При исследовании топографии СНС-контакта (сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник) с помощью низкотемпературного магнитно-силового микроско-

па (МСМ) были замечены неожиданные сигналы в фазе кантилевера (рис. 1а). Эти отклики проявляются в виде полуколец. Мы предполагаем, что эти полукольца являются геометрическим местом точек в пространстве, в которых осциллирующий кантилевер создает вихрь Джозефсона в слабой связи. Неоднородное магнитное поле иглы взаимодействует с мейсснеровскими токами сверхпроводящих контактов, и в некоторых местах магнитное поле достаточно велико, чтобы появлялся джозефсоновский вихрь. Из-за локального изменения магнитного поля в связи с колебаниями иглы джозефсоновские вихри входят и выходят из слабой связи СНС-контакта, порождая переменное электромагнитное поле на частоте кантилевера. Такое резонансное взаимодействие вызывает провалы фазы кантилевера, которые проявляются как полукольца на МСМ-изображении.

Выражаем благодарность В.С. Столярову, В.В. Дремову, А. Шишкину и А.А. Голубову, и Д.Ю. Родичеву за предоставление к исследованию образца, помощи при проведении экспериментов и обсуждении полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке гранта «визит-профессор» №18ВП2017 МФТИ и мегагранта №14У.26.31.0007.

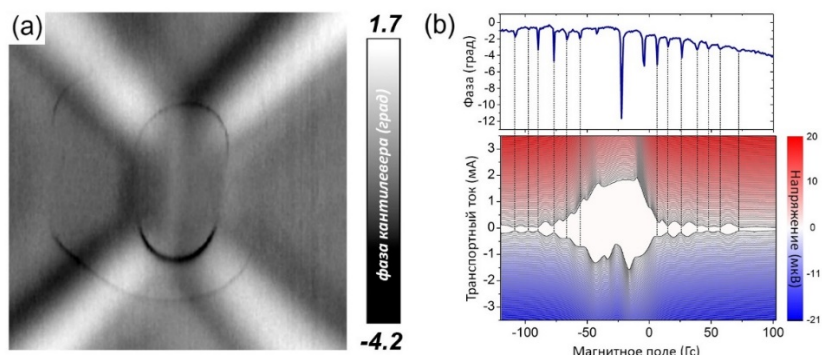


Рис. 1. (а) – МСМ-изображение изменения фазы колебания кантилевера при исследовании СНС-контакта с расстоянием 60 нм между образцом и кантилевером.; (b) - фазовый сдвиг кантилевера (верхний график) и Фраунгофер для SNS-контакта в присутствии магнитного кантилевера (игла находится над электродом возле границы слабой связи). Пунктирные вертикальные линии показывают корреляцию между двумя различными зависимостями.

Литература

1. D. Roditchev, C. Brun, L. Serrier-Garcia, J. C. Cuevas, V. H. L.Bessa, M. V. Milosevic, F. Debontridder, V. Stolyarov, and T.Cren, Nat. Phys. 11, 332 (2015)

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ ХРОМИТА МЕДИ, ЛЕГИРОВАННОГО МАГНИЕМ

Дувакина А.В.

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

E-mail: aduvackina@yandex.ru

Хромит меди является полупроводником р-типа прозрачным для видимого света, что делает его перспективным материалом для оптоэлектроники [1]. Кроме этого хромит меди является мультиферроиком со сложной магнитной и диэлектрической структурой. Было обнаружено, что легирование элементами II группы значительно увеличивает электропроводность хромита меди [1]. В то же время механизмы переноса дырок, факторы ограничивающие электропроводность остаются невыясненными.

В данной работе представлены результаты исследования электропроводности и магнитных свойств керамических образцов хромита меди, легированного магнием. Образцы были синтезированы твердофазным методом из смеси оксидов меди, хрома и

магния с использованием специальной процедуры гомогенизации. Содержание магния изменялось от 0,2 до 3 ат. %. Согласно данным рентгеновской дифракции все образцы содержали только одну фазу делаффосита. Коэффициент Зеебека был положителен для всех исследованных образцов, что подтверждает р-тип проводимости. Измерение сопротивления проводилось четырёхконтактным методом. Измерения температурных и магнетопольных зависимостей намагниченности проводилось на системе MPMS XL Quantum Design, оснащённой СКВИД-магнетометром.

Температурные зависимости сопротивления образцов представлены на рис. 1. Удельное сопротивление образцов увеличивается при понижении температуры на несколько порядков и уменьшается при увеличении содержания магния. Температурные зависимости сопротивления хорошо описываются законом Шкловского-Эфроса:

$$\rho = \rho_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \right], T_0 = \frac{2,8e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_0 k_B}$$

где ρ — удельное сопротивление, ρ_0 — множитель слабо зависящий от температуры, T — температура, e — элементарный заряд, ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ — диэлектрическая проницаемость, r_0 — радиус локализации состояний, участвующих в переносе дырок, k_B — постоянная Больцмана. Значения параметра T_0 и радиуса локализации r_0 представлены в таблице 1.

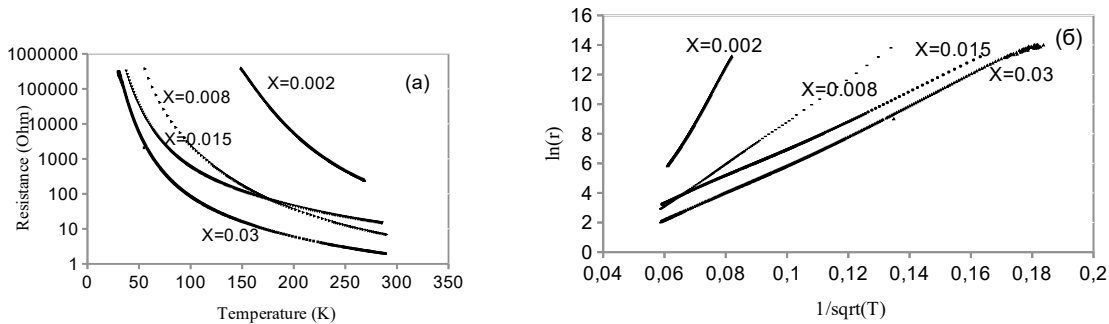


Рис.1. (а) Температурная зависимость сопротивления;
(б) Температурная зависимость сопротивления в координатах $\ln r - \frac{1}{\sqrt{T}}$.

При расчёте радиуса локализации было в качестве диэлектрической проницаемости было взято среднее геометрическое значений проницаемости для электрического поля параллельно и перпендикулярно оси СЗ [2]. При увеличении содержания магния параметр T_0 уменьшается, а значения радиуса локализации увеличивается.

Температурные зависимости намагниченности представлены на рис. 2

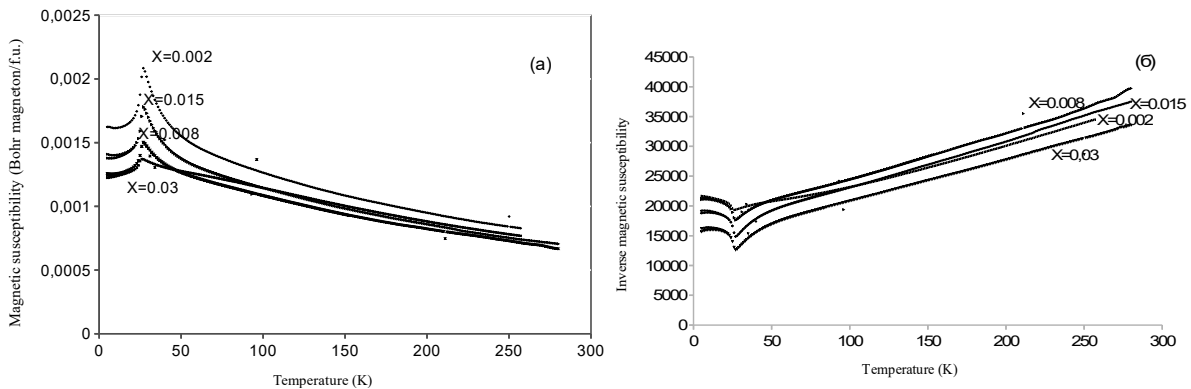


Рис.2. (а) Температурные зависимости намагниченности ($M(T)$);
(б) Температурные зависимости намагниченности в координатах $1/M-T$.

При достаточно высоких температурах температурные зависимости намагниченности описываются законом Кюри-Вейса:

$$\frac{M}{H} = \chi = \frac{C}{T - \theta}; C = \frac{S(S+1)g^2\mu_B^2}{3k_B}$$

где M — намагниченность, H — напряженность магнитного поля, χ — магнитная восприимчивость, T — температура, θ — температура Кюри, C — константа Кюри, S — спин электрона, g — множитель Ланде, μ_B — магнетон Бора, k_B — постоянная Больцмана. Значения температуры Вейса и постоянной Кюри представлены в таблице 1.

Содержание Mg, %	T_0 , К	r_0 , нм	θ , К	μ , μ_B
0,2	125484	0,05	-187,694	15,265
0,8	20751	0,32	-155,793	13,1554
1,5	8686	0,77	-165,387	13,984
3	9671	0,69	-190,398	16,545

Температура Кюри-Вейса отрицательна и немонотонно зависит от содержания магния. Полученные значения эффективного магнитный момент близки к значениям магнитного момента иона Cr^{3+} , которые образуют магнитную подсистему в нелегированном хромите меди.

Литература

1. Daou, R., Frésard, R., Eyert, V., Hébert, S., Maignan, A. Unconventional aspects of electronic transport in delafossite oxides // *Science and Technology of Advanced Materials*, 2017, V. 18(1), p. 919–938
2. Poienar, M., Hardy, V., Kundys, B., Singh, K., Maignan, A., Damay, F., Martin, C. Revisiting the properties of delafossite CuCrO_2 : A single crystal study // *Journal of Solid State Chemistry* 2012, V. 185, p. 56–61

СТРУКТУРНЫЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ОДНОСЛОЙНОГО ГРАФЕНА ДОПИРОВАННОГО АТОМАМИ АЗОТА

Евсеев К.В.

СВФУ имени М.К. Аммосова, Якутск, Россия

E-mail: ekv97@mail.ru

Графен обладает такими физическими свойствами как высокая подвижность носителей заряда, гигантская теплопроводность, высокая удельная площадь поверхности, механическая прочность и гибкость. Эти свойства графена делают его перспективным материалом для широкого применения в гибкой электронике, наноэлектронике, устройствах преобразования и хранения энергии [1]. Широкое применение графена в электронных устройствах ограничивается отсутствием запрещенной зоны. Химическая модификация графеновых слоев имеет большое значение для разработки новых материалов поскольку не только открывает запрещенную зону, но и дает возможность управлять ее шириной. Поэтому одним из направлений исследований таких систем является химическая модификация.

Данная работа посвящена расчету зонной структуры и плотности состояний графена, допированного атомами азота [2] в зависимости от концентрации атома азота и его относительного расположения в кристаллической решетке.

Все вычисления проводились с использованием программы Quantum Espresso. В основе лежит метод псевдопотенциала с использованием плоских волн в рамках теории функционала плотности (DFT) [3]. Влияние остовных электронов учитывалось путем использования ультрамягких псевдопотенциалов. Использовался нелокальный обменно-корреляционный функционал в параметризации Perdew-Burke-Ernzerhof (PBE). Энергия обрезания плоских волн для самосогласованного расчета составляла 40 Ry. Для интегрирования линейной зоны Бриллюэна была использована сетка 13x13x1 в об-

ратном пространстве. Для вычисления электронной структуры монослоя использовалась изолированная плоская структура. Во избежание взаимодействия между слоями расстояние между ними устанавливалось равным 15 Å.

Таким образом были рассчитаны зонная структура и плотность состояний суперячеек графена 3x3 и 5x5. На рис 1(2) – зонная структура суперячейки 5x5 с двумя допированными азотами на одной подрешетке (на разных подрешетках)

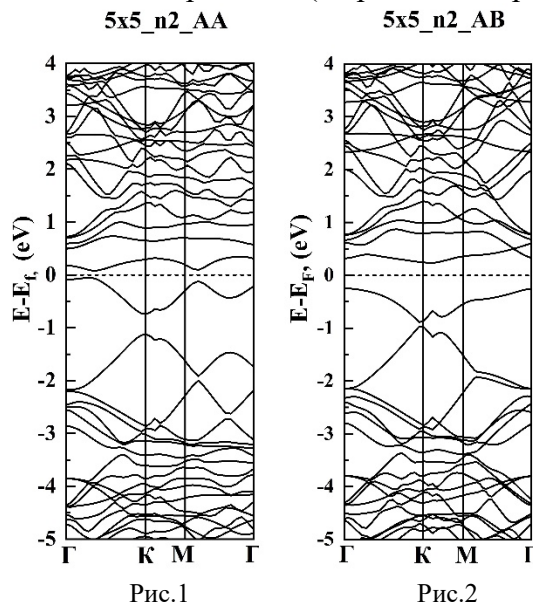


Рис.1

Рис.2

Литература

1. Zongguo Wang, Shaojing Qin, and Chuilin Wang. Electronic and magnetic properties of single-layer graphene doped by nitrogen atoms.
2. Roshni Yadav. Synthesis, characterization and prospective applications of nitrogen-doped graphene: A short review.

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА И СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В БИНАРНОМ ГЕЛИМАГНЕТИКЕ FeP ПО ДАННЫМ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Журенко С.В.^{1,2}, Ткачёв А.В.², Гервиц Н.Е.^{2,3},
Чернявский И.О.⁴, Силкин И.Г.⁴

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва, Россия

⁴МГУ имени М.В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия

E-mail: Zhurenko.sergey@gmail.com

В современной физике конденсированного состояния важное место занимают исследования сложных магнитных структур, таких как геликоидальные магнетики, фрустрированные магнитные соединения, спиновые стёкла, низкоразмерные магнитные материалы. Несмотря на огромное количество экспериментальных и теоретических исследований геликоидальных магнитных структур, многие важные вопросы ещё не решены. Научный интерес к FeP обусловлен его необычной геликоидальной магнитной структурой, детали и механизмы образования которой все еще являются предметом дискуссий [1-3]. Открытие в 2016г. сверхпроводимости MnP и CrAs при высоких давлениях дало новый толчок к исследованиям данных соединений.

По данным работы [4], магнитная структура FeP может быть описана с учетом двух неэквивалентных позиций железа с различными магнитными моментами. Однако, согласно современным данным Мёссбауэровской спектроскопии [2] атомы железа в FeP

занимают эквивалентные кристаллографические позиции образующие с атомами Р искаженные октаэдры FeP₆, а магнитная структура может быть описана одиночной сильной ангармоничной спиралью.

С целью подробного изучения геликоидальной магнитной структуры FeP в данной работе проведены исследования порошкового образца FeP с помощью ЯМР-спектроскопии на ядрах ³¹P в нулевом внешнем магнитном поле (ZF-NMR), и во внешнем магнитном поле методом развертки поля на фиксированной частоте. Спектры ZF-NMR измерены в магнитоупорядоченной фазе при температуре T = 4,2 К в транспортном гелиевом дюаре методом спинового эха Хана с последовательным шагом по частоте.

Спектры во внешнем магнитном поле измерены при предельно низкой температуре T = 1,55 К и в парамагнитной области при температуре T = 155 К методом развертки магнитного поля на фиксированных частотах (60 МГц и 80 МГц). В парамагнитном состоянии (при 155 К) спектр представляет собой очень узкую (порядка 60 Э) синглетную лоренцову линию, расположенную практически на ларморовской частоте (Рис. 1 Верхняя вставка). Это подтверждает парамагнитное состояние, отсутствие локальных магнитных полей на ядрах ³¹P, а также говорит об отсутствии кристаллических дефектов и фосфоросодержащих примесей. На нижней вставке рис. 1 приведен спектр в гелимагнитном состоянии (при 1,55 К). Видно, что спектр уширен более чем на два порядка и имеет характерную трапецевидную форму.

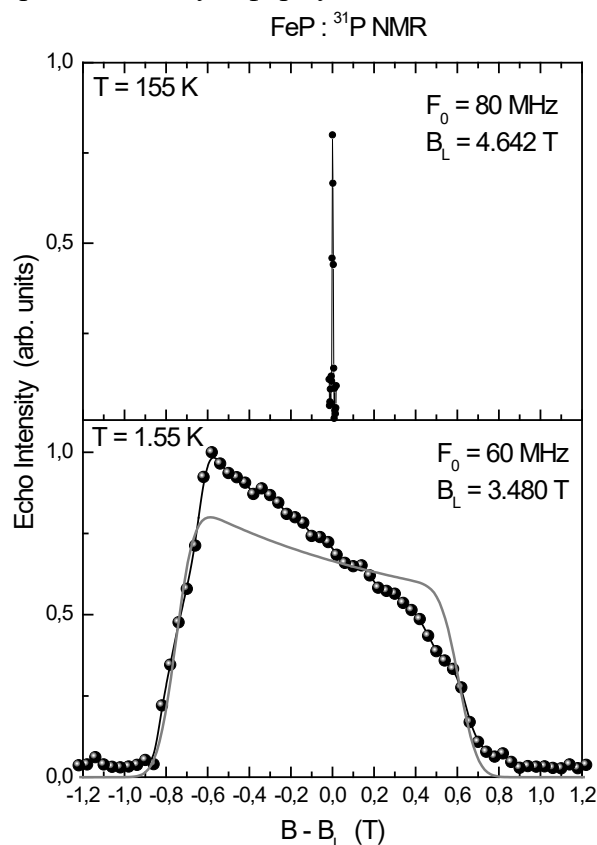


Рис. 1

Выражаю благодарность своему научному руководителю: профессору Гиппиусу А.А. за помощь в выборе перспективных исследований и поддержку в ходе проведения данной работы, а также научной группе профессора Морозова И.В. за синтез исследованных образцов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 17-52-80036) и гранта РФФИ № 18-33-01282 мол_а.

Литература

1. G.P. Felcher, F.A. Smith, D. Bellavance, A. Wold, Phys. Rev. B 3 (1971) 3046.

2. Sobolev Alexey V., Presniakov Igor A., Gippius Andrey A., Chernyavskii Ivan V., Schaedler Martina, Buettgen Norbert, Ibragimov Sergey A., Morozov Igor V., Shevelkov Andrei V., Journal of Alloys and Compounds, v. 675, p. 277-285.

3. Motizuki, K., Ido, H., Itoh, T., Morifuji, M. Electronic Structure and Magnetism of 3d-Transition Metal Pnictides. Springer Berlin Heidelberg, 2010.

4. Haggstrom, A. Narayanasamy, J. Magn. Magn. Mater. 30, 249 (1982).

ВЛИЯНИЕ ГРАФИТА НА ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОКОМПОЗИТА Sb_2Te_3 /ГРАФИТ

Зиновьев Д.А.

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

E-mail: dmitrii.zinovyev@mail.ru

Термоэлектрические материалы используются для реализации твердотельных устройств для генерации энергии без движущихся частей, что делает их идеальными как для портативной электроники, так и для крупномасштабных технологических установок [1,2]. Кроме того, элементы Пельтье, которые являются элементами охлаждения и нагрева, могут заменить системы охлаждения и системы отопления на основе ископаемого топлива. Поиск новых термоэлектриков поэтому является актуальной задачей. Один из путей ее решения – это создание композитов с высоким коэффициентом термоэлектрической эффективности. Композиты состоят из термоэлектрической матрицы и наноразмерных дисперсоидов [3-6]. Дополнительное рассеяние фононов на границах между матрицей и наноразмерными дисперсоидами значительно уменьшает коэффициент теплопроводности [2,7,8].

Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 - хорошо известные материалы для применения вблизи комнатной температуры [9-10]. Их слоистая кристаллическая структура приводит к низкому коэффициенту теплопроводности и высокой эффективности в качестве термоэлектриков [11- 14]. Возможным дисперсоидом являются материалы на основе углерода, например графен. В данной работе были исследованы нанокompозиты Sb_2Te_3 с графитом. Поликристаллы Sb_2Te_3 были синтезированы методом твердофазных реакций. Соответствующие образцы нанокompозита $Sb_2Te_3 + x$ вес.%графит ($x = 0, 0,5, 1,0$), были получены впоследствии путем добавления требуемого массового процента графита в поликристаллы Sb_2Te_3 с использованием планетарной шаровой мельницы. Структурную характеристику образцов проводили с использованием порошковой рентгенографии. Анализ Ритвельда показывает, что параметры решетки, а также размер зерен синтезированных образцов не изменяются с увеличением концентрации графита. Результаты дифракции рентгеновских лучей указывают на нерастворимость графитовой фазы в Sb_2Te_3 , поскольку в дифракционных пиках, соответствующих Sb_2Te_3 в композитных образцах, не наблюдается смещения. Комбинационное рассеяние света подтверждает наличие графита в наноструктурированных композитных образцах.

В настоящей работе исследованы температурные зависимости коэффициента Зеебека S , коэффициента теплопроводности κ , проводимости σ и, рассчитанного на их основе, безразмерного коэффициента термоэлектрической эффективности ZT . Полученные данные показали, что коэффициент Зеебека растет в нанокompозитах Sb_2Te_3 /графит. Значение S , достигающее 212 мкВ/К при комнатной температуре получено для исходного наноструктурированного соединения Sb_2Te_3 . Это значение существенно выше, чем в монокристаллах Sb_2Te_3 . Теоретическое моделирование в рамках подхода, основанного на уравнении Больцмана, показывает удовлетворительное согласие коэффициента Зеебека и проводимости с экспериментальными данными. Расчеты показывают, что высокое значение коэффициента Зеебека исходного соединения Sb_2Te_3 происходит из-за более низкой концентрации носителей заряда. С добавлением графита

наблюдается значительная модификация электронных состояний, в том числе уменьшение плотности состояний и их производной вблизи энергии Ферми. Включение графита в наноккомпозит значительно снижает коэффициент теплопроводности наноструктурированных композитных образцов. Для оценки электронного вклада в коэффициент теплопроводности рассматривается поправка первого порядка к вырожденному пределу числа Лоренца L . Величина L получается из измеренных данных коэффициента Зеебека. Таким образом, решеточный вклад в коэффициент теплопроводности, извлеченный из κ , в наноккомпозите Sb_2Te_3 /графит составляет всего $0,8 \text{ Вт/м}^1\text{К}^{-1}$. Этот низкий показатель решеточной теплопроводности наряду с высоким коэффициентом Зеебека делает графит потенциальным дисперсоидом в наноструктурированном термоэлектрическом материале на основе халькогенидов висмута-сурьмы.

Литература

1. G. J. Snyder, E. S. Toberer. *Nat. Mater.*, 7, 105 (2008).
2. F. J. DiSalvo. *Science*, 285, 703 (1999).
3. K. T. Kim, S. Y. Choi, E. H. Shin, K. S. Moon, H. Y. Koo, G.-G. Lee, and G. H. Na, *Carbon* 52, 541 (2013).
4. Q. Zhang, L. Xu, Z. Zhou, L. Wang, W. Jiang, and L. Chen, *J. Appl. Phys.* 121, 055104 (2017).
5. M. S. Dresselhaus, G. Chen, M. Y. Tang, R. Yang, H. Lee, D. Wang, Z. Ren, J.-P. Fleurial, and P. Gogna, *Adv. Mater.* 19, 1043 (2007).
6. S. Perumal, P. Bellare, U. S. Shenoy, U. V. Waghmare, and K. Biswas, *Chem. Mater.* 29, 10426 (2017).
7. M. Ibanez, Z. Luo, A. Genc, L. Piveteau, S. Ortega, D. Cadavid, O. Dobrozhan, Y. Liu, M. Nachttegaal, M. Zebarjadi, J. Arbiol, M. V. Kovalenko, and A. Cabot, *Nat Commun.* 7, 10766 (2016).
8. T. Mori, *Small* 13, 170201 (2017).
9. V. D. Blank, S. G. Buga, V. A. Kulbachinskii, V. G. Kytin, V. V. Medvedev, M. Y. Popov, P. B. Stepanov, and V. F. Skok, *Phys. Rev. B* 86, 075426 (2012).
10. V. A. Kulbachinskii, V. G. Kytin, M. Y. Popov, S. G. Buga, P. B. Stepanov, and V. D. Blank, *J. Solid State Chem.* 193, 64 (2012).
11. D. Das, K. Malik, A. K. Deb, S. Dhara, S. Bandyopadhyay, and A. Banerjee, *J. Appl. Phys.* 118, 045102 (2015).
12. S. I. Kim, K. H. Lee, H. A. Mun, H. S. Kim, S. W. Hwang, J. W. Roh, D. J. Yang, W. H. Shin, X. S. Li, Y. H. Lee, G. J. Snyder, and S. W. Kim, *Science* 348, 109 (2015).
13. D. Das, S. Das, P. Singha, K. Malik, A. K. Deb, A. Bhattacharya, V. A. Kulbachinskii, R. Basu, S. Dhara, S. Bandyopadhyay, and A. Banerjee, *Phys. Rev. B* 96, 064116 (2017).
14. D. Bessas, I. Sergueev, H.-C. Wille, J. Perflon, D. Ebling, and R. P. Hermann, *Phys. Rev. B* 86, 224301 (2012).

АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ КРЕМНИЕВЫХ ОСТРИЙ, ДЕКОРИРОВАННЫХ НАНОЧАСТИЦАМИ ВОЛЬФРАМА

Иванов В.Е.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: ivanov.ve15@physics.msu.ru

Автоэлектронная эмиссия из кремниевых острий привлекает значительное внимание исследователей благодаря возможности создания на их основе миниатюрных вакуумных электронных устройств [1, 2]. Острия из кремния р-типа представляют особый интерес, поскольку их вольтамперные характеристики имеют область насыщения,

наличие которой приводит к повышению стабильности и воспроизводимости характеристик автоэлектронной эмиссии [3].

Для целей практического применения характеристики автоэлектронной эмиссии можно улучшить с помощью модификации поверхности кремниевых острий различными методами. В данной работе такая модификация заключалась в осаждении наночастицы вольфрама на вершине острия.

В ходе исследования проведено сравнение автоэлектронной эмиссии из необработанных, декорированных вольфрамовыми наночастицами и обработанных сфокусированным ионным пучком кремниевых острий (рисунок 1).

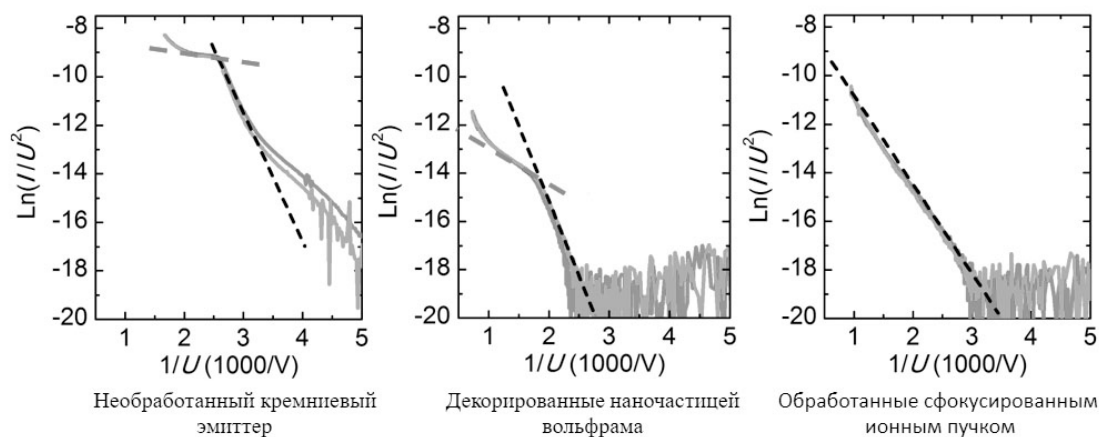


Рис. 1. Вольтамперные характеристики эмиттеров различного типа в координатах Фаулера-Нордгейма. Наклон серой пунктирной прямой показывает степень насыщения тока: чем сильнее наклон, тем сильнее насыщение.

Декорированные острия продемонстрировали снижение эффекта насыщения автоэмиссионного тока за счет экранировки наночастицей и увеличения поверхностной плотности состояний. Для эмиттеров с поверхностью, обработанных сфокусированным ионным пучком, эффекта насыщения автоэмиссионного тока не наблюдалось.

После измерения автоэлектронной эмиссии, обнаружены вертикальные наноразмерные выступы на окончании острий (рисунок 2), которые могут служить объяснением процесса активации (рисунок 3), наблюдаемого на вольтамперных характеристиках.

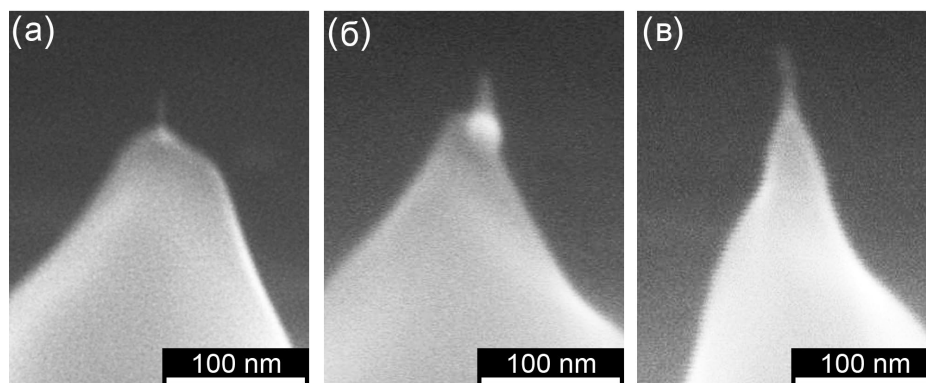


Рис. 2. Растровая электронная микроскопия кремниевых острий после измерения автоэлектронной эмиссии.

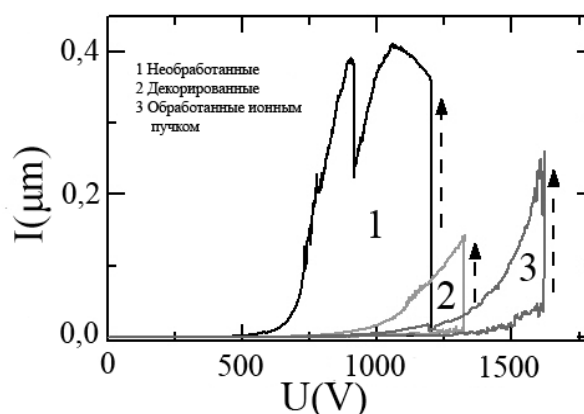


Рис. 3. Процесс активации эмиссии. Данный процесс заключается в резком увеличении эмиссионного тока, на рисунке показано вертикальными стрелочками. После активации вольтамперные кривые становятся более стабильными и воспроизводимыми.

Литература

1. C. E. Hunt, J. T. Trujillo, and W. J. Orvis, IEEE Trans. Electron Devices 1991, 38, 2309.
2. P. Serbun, B. Bornmann, A. Navitski, G. Müller, C. Prommesberger, C. Langer, F. Dams, and R. Schreiner, J. Vac. Sci. Technol. B. 2013, 31, 02B101.
3. B. Günter, F. Kaldasch, G. Müller, S. Schmitt, T. Henning, R. Huber, and M. Lacher, J. Vac. Sci. Technol. B 2003, 21, 427.

РЕАЛИЗАЦИЯ ДВУХКУБИТНЫХ ГЕЙТОВ CZ ДЛЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КУБИТОВ

Кадырметов Ш.В., Фёдоров Г.Ю., Дмитриев А.Ю.

МФТИ НИУ, факультет общей и прикладной физики, Долгопрудный, Россия

E-mail: kadyrmetov@phystech.edu

Существует множество моделей реализации квантовых вычислений, одной из которых является модель гейтов (*gate model*) [1]. Гейт – унитарный оператор, действующий на вектор состояния квантовой системы, состоящей из отдельных двухуровневых подсистем или «кубитов». Алгоритмы вычислений состоят из нескольких этапов: задание начального состояния системы, применения некоторой последовательности гейтов и считывание состояния системы. Для реализации второго этапа вычислений достаточно реализовать, так называемые, универсальные наборы квантовых операторов, последовательным применением которых можно приблизить любой унитарный оператор с любой, наперед заданной точностью [2].

Наиболее популярными универсальными наборами являются наборы из нескольких однокубитных операций, в виду их простоты, и одной двухкубитной операции, являющейся неприводимым тензорным оператором, иными словами, не представляющим собой одновременного применения ни одной комбинации из однокубитных операторов. Одним из таких двухкубитных операторов является CZ или *controlled-Z* гейт. CZ в вычислительном базисе двухкубитной системы $|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle$:

$$cZ = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

В данной работе предложена схема реализации подобного гейта для трансмонов на кремниевом чипе, выполненных на основе джозефсоновских SIS переходов по технологии Al/AlO_x/Al. Разработан, изготовлен и измерен дизайн чипа, содержащего две кубитные пары. Реализован двухкубитный CZ гейт. Проведена экспериментальная оценка *fidelity* для гейта CZ, повторяющая метод, изложенный в [3].

Измеренные на данный момент значения *fidelity* для CZ гейта превышают 80%. Мировые аналоги имеют аналогичный показатель для гейта CZ более 98% (включая кубиты, выполненные на NMR и NV центрах) и более 90% для трансмонов [4].

В будущем планируется повышение значения *fidelity* за счёт оптимизации управляющих импульсов, а также реализация CNOT гейта, на основе полученного CZ и уже реализованных однокубитных операций на том же чипе.

Литература

1. Bryan T. Gard, Keith R. Motes, Jonathan P. Olson, Peter P. Rohde, and Jonathan P. An introduction to boson-sampling // arXiv:1406.6767v1 [quant-ph], 2014
2. Christopher M. Dawson, Michael A. Nielsen // arXiv:quant-ph/0505030v2, 2005
3. L. DiCarlo, J. M. Chow, J. M. Gambetta, Lev S. Bishop, B. R. Johnson, D. I. Schuster, J. Majer, A. Blais, L. Frunzio, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf // arXiv:0903.2030v2 [cond-mat.mes-hall], 2009
4. Robin Harper, Steven T. Flammia // arXiv:1806.02359v4 [quant-ph], Jan 2019

АДАПТАЦИЯ МЕТОДА ТЕНЕВОГО НАПЫЛЕНИЯ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И ИЗУЧЕНИЯ ВЫСОКОКОГЕРЕНТНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРУКТУР

Калачева Д.А., Федоров Г.П.

МФТИ НИУ, Долгопрудный, Россия

E-mail: d.kalacheva@gmail.com

Сверхпроводящие планарные структуры вызывают значительный интерес во многих сферах, включая фотонные детекторы для астрофизических применений [1], параметрические усилители, СВЧ-фильтры, а также в области квантовой информатики, где требуется высокая когерентность [2]. Во всех этих областях для достижения поставленных задач требуются сверхпроводящие резонаторы. Например, для дисперсионного считывания состояния кубита [3], последний должен быть связан с резонатором емкостным или индуктивным образом.

Как правило, используются сверхпроводящие резонаторы с высокой добротностью. Однако последняя может быть ослаблена многими факторами, включая флуктуации двухуровневых систем на уровне металл-подложка или подложка-воздух [4] и потери энергии из-за связи с внешней средой (абрикосовские вихри и диссипация из-за неравновесных квазичастиц). Все эти потери снижают коэффициент добротности резонаторов и, следовательно, производительность других устройств, включающих такие резонаторы. Кроме того, если резонаторы изготовлены по той же технологии, что и кубиты на чипе, то добротность резонаторов определяет время релаксации кубитов.

В процессе выполнения данной работы были разработаны технологии, основанные на методе теневого напыления [5], позволяющие изготавливать различные типы резонаторов, используемых в изготовлении и изучении квантовых структур. Разработанная технология дает возможность получать компактные высокоиндуктивные копланарные резонаторы из тонких пленок алюминия толщиной порядка 10 нм, а также позволяет изготавливать высокодобротные резонаторы из более толстых пленок алюминия или ниобия толщиной около 100 нм. При использовании рассмотренных технологий дости-

гаются поставленные задачи по получению добротностей порядка 10^5 - 10^6 . Такая технология изготовления является наиболее подходящей для дальнейшего изучения новых сверхпроводящих структур при температурах порядка десятков мК.

Литература

1. Zmuidzinas J., et al. A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays // Nature 425, 817 (2003).
2. Ladd T. D., et al. Quantum computers // Nature 464, 45 (2010).
3. Wallraff A., et al. Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics // Nature 431, 162 (2004).
4. Pappas David P., et al. Two Level System Loss in Superconducting Microwave Resonators // IEEE Transactions on Applied Superconductivity, V. 21, NO. 3 (2011).
5. Dolan G.J. Offset masks for lift-off photoprocessing // Appl. Phys. Lett. 31, 337 (1977).

СТРУКТУРА ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО LiFeAs

Кузьмичева Т.Е.¹, Кузьмичев С.А.^{2,1}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

²МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: kute@sci.lebedev.ru

Соединение LiFeAs переходит в сверхпроводящее состояние при достаточно низкой критической температуре $T_c = 17$ К. В отличие от других сверхпроводящих пниктидов и халькогенидов железа, LiFeAs полностью немагнитен, а также нестабилен в присутствии паров воды. Соединение имеет слоистую структуру, состоящую из блоков FeAs, разделенных в с-направлении кристаллической решетки блоками лития. На поверхности Ферми присутствуют два вложенных дырочных цилиндрических листа около Γ -точки зоны Бриллюэна, сильно отличающиеся по диаметру, а также два электронных цилиндра близкого диаметра около M-точки; последние часто рассматривают как единую эффективную электронную зону. При температурах ниже T_c на различных листах поверхности Ферми образуются несколько сверхпроводящих конденсатов. Фотоэмиссия углового разрешения на образцах той же закладки [1] показала сосуществование трех сверхпроводящих параметров порядка: большая щель открывается на внутреннем Γ -цилиндре, средняя щель – в электронных зонах и малая щель – на внешнем Γ -цилиндре.

Целью нашей работы было определение количества, величин и температурных зависимостей сверхпроводящих щелей в LiFeAs методами андреевской спектроскопии. В исследованных монокристаллах LiFeAs [2] при $T = 4.2$ К создавались контакты на микротрещине (техника «break-junction» [3]) типа сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник (SnS). В таких контактах при условии их баллистичности (толщина нормального металла меньше длины свободного пробега квазичастиц) наблюдался эффект многократных андреевских отражений. Эффект вызывает избыточный ток на вольтамперной характеристике (ВАХ) SnS-контакта, а также появление серии минимумов динамической проводимости $dI(V)/dV$, наиболее интенсивные из которых расположены на смещениях $eV = 2\Delta$ (Δ – амплитуда сверхпроводящей щели) при любых температурах вплоть до T_c [4]. В многощелевом сверхпроводнике будут наблюдаться минимумы на смещениях, соответствующих каждой из щелей. Если амплитуда щели зависит от направления импульса в k-пространстве (анизотропия), то минимум будет представлять собой дублет, ширина которого соответствует степени анизотропии [3].

Наш эксперимент показал, что на $dI(V)/dV$ -спектрах присутствуют минимумы от трех независимых энергетических параметров. Высокое разрешение метода андреев-

ской спектроскопии контактов на микротрещине позволило также наблюдать анизотропию щелей. При $T = 4.2$ К определены амплитуды параметров порядка: $\Delta_{\Gamma} = 5.9$ мэВ, $\Delta_L = 2.4-3.2$ мэВ, $\Delta_S = 1.1-1.6$ мэВ (диапазоны соответствуют анизотропии щелей в xy -плоскости импульсного пространства). Сравнивая полученные данные с данными ARPES [1], можно заключить, что большая щель Δ_{Γ} открывается на внутреннем Γ -цилиндре, малая щель Δ_S – на внешнем Γ -цилиндре, а средняя щель Δ_L – в электронных зонах. Характеристические отношения $2\Delta/k_B T_c$ составляют 8, 4,4 и 2,2, соответственно. При этом Δ_{Γ} почти изотропна, а малая и средняя щели имеют достаточно сильную анизотропию в базальной плоскости $\sim 25-35$ %. Измеренные напрямую температурные зависимости трех щелей проходят ниже стандартной однощелевой БКШ-образной зависимости, что говорит о наличии межзонного взаимодействия. Анизотропия средней и малой щели была разрешена до T_c ; показано, что степень анизотропии остается примерно постоянной при увеличении температуры.

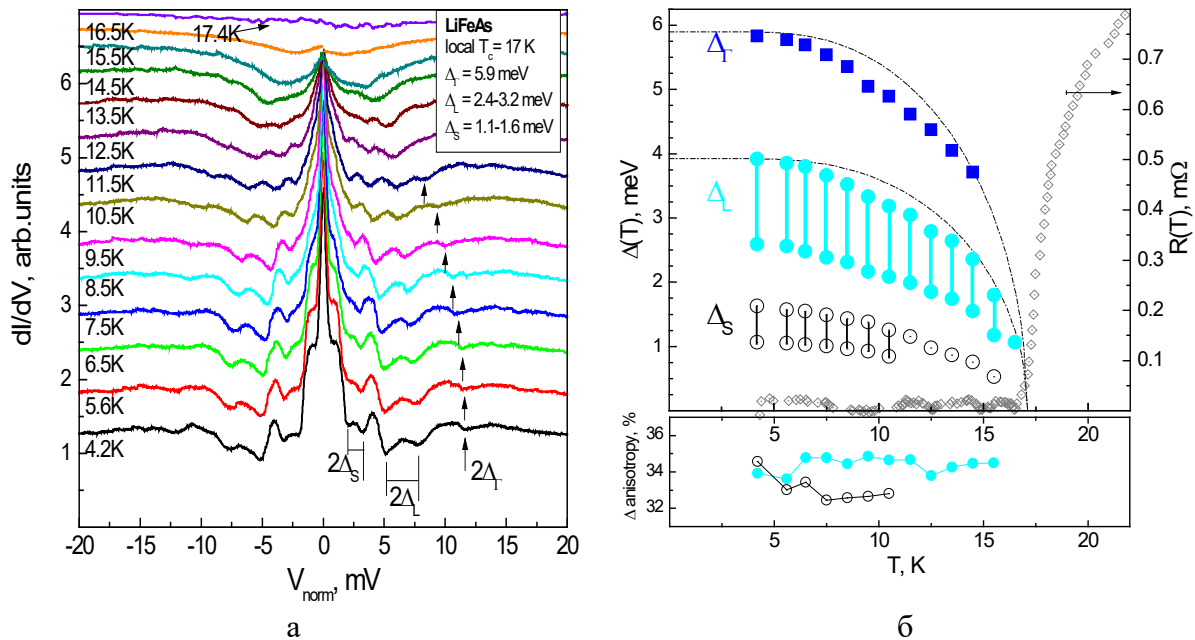


Рис. 1. (а) Спектр динамической проводимости андреевского контакта с подавленным монотонным ходом, измеренный при температурах от 4.2 К до 17 К. Спектры сдвинуты вдоль вертикальной оси для наглядности. Локальная критическая температура $T_c = 17$ К. Андреевские минимумы, отмеченные стрелками и вертикальными штрихами, определяют амплитуды трех энергетических параметров: $\Delta_{\Gamma} = 5.9$ мэВ, $\Delta_L = 2.4-3.2$ мэВ, $\Delta_S = 1.1-1.6$ мэВ (диапазоны соответствуют анизотропии щелей в xy -плоскости импульсного пространства).

(б) Температурные зависимости Δ_{Γ} (квадраты) и экстремумов анизотропных щелей Δ_L (сплошные кружки) и Δ_S (открытые кружки) для вышеприведенного контакта. Резистивный сверхпроводящий переход объемного монокристалла показан ромбами для сравнения. На нижней панели приведена температурная зависимость анизотропии щелей Δ_L и Δ_S , определенная как $100\%(1 - \Delta_L^{in} / \Delta_L^{out})$.

Литература

1. S.V. Borisenko, et al., *Symmetry* 4, 251 (2012)
2. I. Morozov, et al., *Cryst. Growth & Design*, 10, 4428 (2010)
3. С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева, *ФНТ* 42, 1284 (2016)
4. R. Kuemmel, et al., *Phys. Rev. B* 42, 3992 (1990)

ДИНАМИКА ЦЕПОЧЕК ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ,
НАГРУЖЕННЫХ НА РЕЗОНАТОР

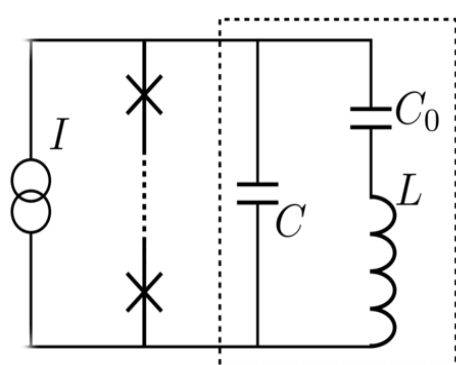
Левочкина А.Ю.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: levochkina.anna2014@yandex.ru

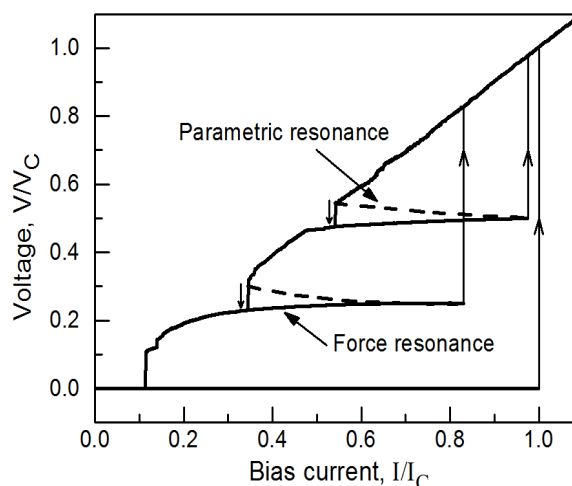
Джозефсоновский переход, переведенный в резистивное состояние постоянным током смещения, является активным двухполюсным элементом, создающим осцилляции напряжения, частота которых Ω определяется величиной постоянной составляющей напряжения: $\Omega = 2\pi\bar{V}/\Phi_0$, где $\Phi_0 = \hbar/2e$ - квант магнитного потока [1,3]. Поэтому в системе, состоящей из джозефсоновского перехода и резонатора, могут самостоятельно возникать колебательные процессы, соответствующие резонансам как силового, так и параметрического типов [2]. Цепочка джозефсоновских переходов, подключенных к резонатору (Рис. 1,а), демонстрирует более сложную динамику. Помимо резонансных процессов (см. резонансные особенности на вольт-амперной характеристике (ВАХ), показанной на Рис. 1,б), в такой системе возможны различные моды осцилляций джозефсоновских переходов за пределами резонансов.

Основная мода соответствует осцилляциям всех джозефсоновских переходов в фазе. Фазовый синхронизм осцилляций обеспечивается циркуляцией общего тока на частоте генерации через резонатор и все джозефсоновские переходы цепочки.

Помимо основной моды осцилляций, в такой системе возможны моды, в которых осцилляции джозефсоновских переходов имеют взаимный фазовый сдвиг, при котором амплитуда основного тона колебаний напряжения на всей цепочке становится равной нулю. В то же время, определенные гармонические составляющие осцилляций (например, вторая гармоники в случае цепочки из двух джозефсоновских переходов или третья гармоники в случае цепочки из трех переходов) оказываются в фазе и создают общий циркулирующий ток, который поддерживает установившиеся фазовые сдвиги осцилляций джозефсоновских переходов. На Рис. 2. показаны примеры таких мод осцилляций в случае цепочек, содержащих два (а) и три (б) джозефсоновских перехода.



а)



б)

Рис. 1. (а) последовательная цепочка джозефсоновских переходов, нагруженная на резонатор (LC-контур с разделительной емкостью $C_0 \gg C$) и смещенная постоянным током $I > I_c$, где I_c - критический ток джозефсоновских переходов. (б) Вольт-амперная характеристика (ВАХ) одного джозефсоновского перехода, нагруженного на резонатор.

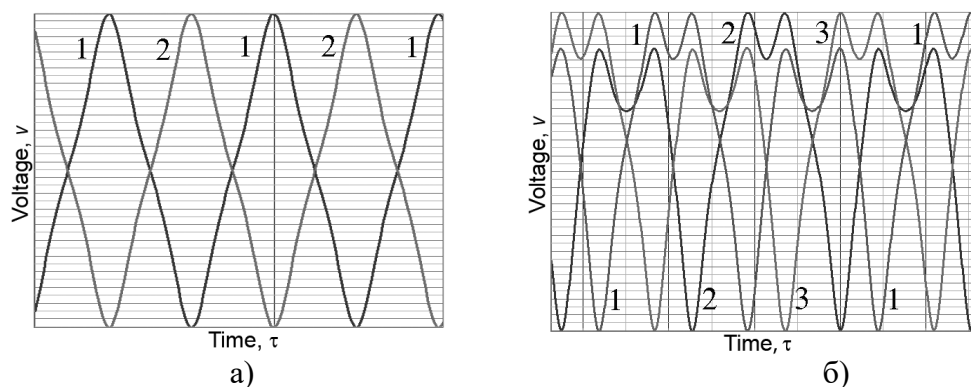


Рис. 2. Примеры возможных мод осцилляций в случае цепочек, содержащих два (а) и три (б) джозефсоновских перехода. В этих модах амплитуда основного тона колебаний напряжения на всей цепочке становится равной нулю.

Существование различных мод осцилляций с перекрывающимися областями устойчивости приводит к сложной динамике рассматриваемой системы, при которой, с одной стороны, могут возникать жестко возбуждаемые параметрические колебания и, с другой стороны, не возникают параметрические резонансы, свойственные системе с одним джозефсоновским переходом.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №18-32-00615). Автор выражает благодарность за помощь в подготовке материалов научному руководителю доктору физико-математических наук профессору Корневу В. К.

Литература

1. Лихарев К.К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. - М.: Наука, 1985.
2. К.К. Likharev, Dynamics of Josephson Junctions and Circuit. New York, NY, USA: Gordon and Breach, 1986, ch.8.
3. Seidel P, ed, Applied Superconductivity. Handbook on Devices and Applications. Wiley-VCH, Verlag GmbH & Co. KGaA, 2015.

МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ И ПЛОТНОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Назаров С.С.

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

E-mail: nazarov.ss17@physics.msu.ru

Для определения плотности критического тока j_c в монокристаллах и тонких плёнках высокотемпературных сверхпроводников используется измерение зависимости магнитного момента M образца от температуры и приложенного магнитного поля [1].

Для связи величины j_c и M обычно используется модель Бина [5] намагничивания сверхпроводников второго рода, в которой считается что плотность критического тока не зависит от величины приложенного магнитного поля, следовательно распределение тока в сверхпроводнике является однородным. К примеру, для тонкой плёнки толщины d квадратной формы со стороной D , находящейся в поле, перпендикулярном её поверхности [2]:

$$j_c(T) = - \frac{6}{D^3 d} M_c(T).$$

Однако модель Бина не является единственной, существуют и другие модели [6,7,8], в которых считается, что пространственное распределение тока не является однородным и, более того, имеются участки с противоположным направлением тока. В работе [7] распределение токов в тонкой сверхпроводящей плёнке формы диска радиуса R , помещённой в магнитное поле H_0 , перпендикулярное её поверхности, даётся следующим соотношением:

$$I(r) = -I_c \frac{2}{\pi} \tan^{-1} \left[\frac{r \left(\frac{R^2 - a^2}{a^2 - r^2} \right)^{\frac{1}{2}}}{R} \right] \theta(a - r) - I_c \theta(r - a),$$

где I_c — критический ток, θ — ступенчатая функция, $a = R / \cosh \left(\frac{H_0}{H_c} \right)$, $H_c = (2\pi/c) j_c d$.

В последнем соотношении под j_c понимается линейная плотность тока.

Целью настоящей работы является оценка расхождения в определении плотности критического тока образцов при использовании различных моделей.

Литература

1. Авдеев Л.З., Быков А.Б., Демьянец Л.Н. и др. Электрические, Магнитные и структурные свойства монокристаллов $YBa_2Cu_3O_x$ // Письма в ЖЭТФ. 1987, том 46, вып. 5, стр. 196 – 199.
2. Авдеев Л.З., Волкозуб А.В., Головашкин А.И. и др. Магнитные свойства и критический ток сверхпроводящих пленок $RBa_2Cu_3O_x$ ($R = Y, Eu, Ho$) // Письма в ЖЭТФ. 1988, том 47, вып. 10, стр. 508 – 510.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика том 8: Электродинамика сплошных сред // Москва, Наука. 1982.
4. Bean C.P. Magnetization of High-Field Superconductors // Rev. Mod. Phys 36 (1964) 31.
5. Mikheenko P.N., Kuzovlev Yu.E. Inductance measurements of HTSC films with high critical currents // Physica C 204. 1993, p. 229 – 236.
6. Zhu J., Mester J., Lockhart J. et al. Critical states in 2D disk-shaped type-II superconductors in periodic external magnetic field // Physica C 212. 1993, p. 216-222.
7. Conner L.W. and Malozemoff A.P. Calculations of the dimensional dependence of the critical state in disk-shaped superconductors // Physical Review B. 1991, vol. 43, no. 1.

ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АСИММЕТРИЧНОГО ДВОЙНОГО ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО СТЕКА С КВАЗИЧАСТИЧНЫМ ДИСБАЛАНСОМ

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

¹МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²НИИЯФ имени Скобелева, Ленинские горы, Москва, Россия

³МФТИ, Долгопрудный, Московская обл., Россия

E-mail:aleks.neilo@yandex.ru

Сверхпроводниковая электроника имеет ряд достоинств, включая высокую энергоэффективность (порядка 10^{-18} Дж) и большее быстродействие (100 ГГц)[1]. Асимметричный двойной джозефсоновский стек может быть использован для создания быстрых логических элементов или запоминающих магнитных устройств[2]. Он представляет из себя последовательно соединенные сверхпроводник (S), изолятор (I), тонкую сверхпроводниковую прослойку (s), ферромагнитный металлический слой (F) и сверхпроводник (S).

Динамика системы в случае стационарного процесса хорошо изучена. В частности, было установлено, что в некотором приближении стек можно рассматривать как 2 последовательно соединенных сосредоточенных джозефсоновских контакта с собствен-

ными критическими токами – SIs (с малыми характерными временами) и sFS (с большими характерными временами) [2]. Однако же описание нестационарного процесса представляет из себя непростую задачу. Это связано с тем, что при появлении напряжения протекающий через стек ток включает в себя нормальную компоненту, которая создает дополнительный потенциал Ψ в среднем сверхпроводниковом слое. Это обстоятельство меняет динамику системы – критический ток, фазу и мгновенное напряжение на обоих контактах[4].

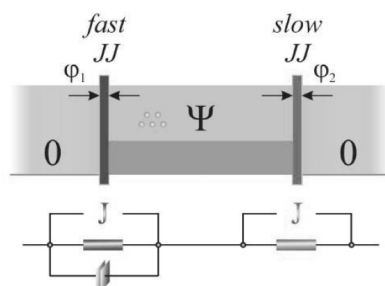


Рис.1. Асимметричный двойной джозефсоновский стек с эквивалентной схемой в рамках RSJ-модели.

В данной работе численно решалась система уравнений[3] в рамках модифицированной RSJ-модели, описывающая эволюцию во времени джозефсоновских фаз для асимметричного стека. Рассматривалась ситуация, при которой время релаксации квази-частиц в среднем s-слое мало. Было установлено, что если критический ток I_{C2} «медленного» контакта больше критического тока «быстрого», I_{C1} , то на вольт-амперной характеристике наблюдается эффективный критический ток sFS-перехода, равный $i_{C1}^* = a(1 + kr)$ ($a = I_{C2}/I_{C1}$, r – отношение сопротивлений на обоих контактах, k – параметр, описывающий связь между ними). Если $I_{C2} < I_{C1}$, то после «включения» SFs-контакта уже SIs переходит в резистивное состояние с эффективным критическим током. Это приводит к перебросу «медленного» контакта обратно в сверхпроводящее состояние, и тогда наблюдается ситуация, описанная при $I_{C2} > I_{C1}$.

Также в работе продемонстрированы зависимости фаз и напряжений от времени на обоих контактах. Численные расчеты совпали с аналитическими предсказаниями.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ 18-32-00672.

Литература

1. В.А. Ильин, В.В. Кудрявцев. История радиофизики. Модульный курс для магистров: Учебное пособие. Москва: МПГУ, 2017.э
2. Bakurskiy S. V., Klenov N. V., Soloviev I. I., Bol'ginov V. V., Ryazanov V. V., Vernik I. I., Mukhanov O. A., Kupriyanov M. Yu., and Golubov A. A. 2013, Appl. Phys. Lett.102, 192603.
3. Ryndyk D A 1997, JETP Lett., 65(10), 791.
4. S. V. Bakurskiy, A. A. Neilo, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, and M. Yu. Kupriyanov, Nanotechnology, 2019.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВИХРЕЙ АБРИКОСОВА С ИСКУССТВЕННЫМ МАССИВОМ СВЕРХТВЕРДЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЛОВУШЕК

Оганнисян Р.А.¹, Головчанский И.А.²

¹МФТИ, Долгопрудный, Россия

²НИТУ «МИСис», Москва, Россия

E-mail: razo96@yandex.ru

В данной работе исследовалось магнетосопротивление гетеросистемы сверхпроводник/ферромагнетик, в которой реализовано взаимодействие сверхпроводящих вих-

рей Абрикосова с массивом искусственных ферромагнитных центров пиннинга [1]. (рис. 1(а)). Исследуемый образец представлен сверхпроводящей ниобиевой тонкой пленкой длиной 250 мкм, шириной 100 мкм и толщиной 100 нм нанесенной непосредственно на массив ферромагнитных треугольных островков FePt, изготовленных в виде прямоугольной решетки периодом $l_b = 1.1 \pm 0.05$ мкм, а размер самих треугольников $l_{tr} = 0.6 \pm 0.05$ мкм. При этом островки характеризуются сверхвысокой одноосной перпендикулярной магнитной анизотропией и коэрцитивной силой порядка 5 Т.

На рис. 1(б) изображены зависимости сопротивления от магнитного поля образца при разных значениях сверхпроводящего тока. Можно заметить четыре особенности в виде минимумов магнетосопротивления в полях 0, 7.7, 15.4, 23.1 Ое. Для более детального объяснения полученных особенностей были произведены исследования образца методом магнитно-силового микроскопа (МСМ) рис. 1(в, г, д, е).

Из сравнения транспортных и МСМ измерений, можно сделать вывод что особенности, магнетосопротивления, являются следствием так называемого эффекта вихревого совпадения (совпадения решетки Абрикосовки вихрей и искусственной решетки центров пиннинга. Поля вихревого совпадения характерны обнулением вклад в сопротивление, связанным с диссипативным движением вихрей[2]. Легко заметить, что поля 7.7 и 15.4 Ое соответствуют моменту, когда в каждом узле искусственной решетки находится один и два вихря соответственно. В поле 23.1 Ое, как можно заметить с МСМ изображения на каждом островке находится два вихря, а в центре каждого кластера еще один вихрь который пиннингован за счет магнитостатического взаимодействия с островками, а также силой отталкивания от других вихрей. В нулевом поле после энергетически выгодным существование становится антивихря в сверхпроводнике и вихря на островках одновременно. При этом количество вихрей и антивихрей совпадают что и приводит к снижению магнетосопротивления что и объясняет особенности в нулевом поле замеченные в транспортных измерениях.

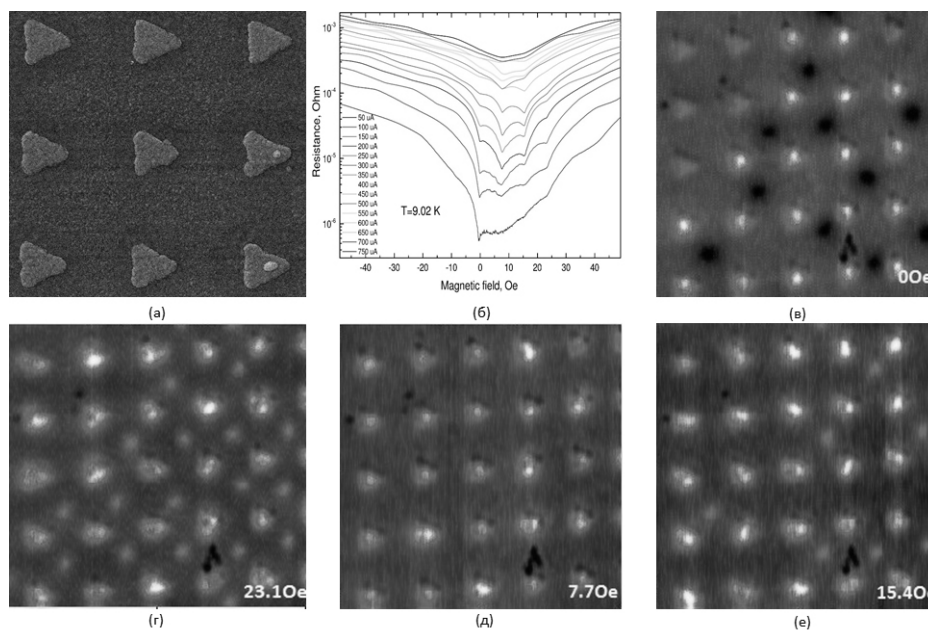


Рис.1: (а) РЕМ изображение исследуемого образца. (б) магнитосопротивления при разных значениях тока. (в,г,д,е) структуры магнитного потока образца при полях 0, 23.1, 7.7, 15.4Ое соответственно.

Выражаем благодарность В.С. Столярову, В.В. Дремову, С.Ю. Гребенчуку за помощь при проведении экспериментов и обсуждении полученных результатов.

Литература

1. J. E. Villegas, Science Vol. 302, Issue 5648, pp. 1188-1191
2. M. V. Milosevic, S. V. Yampolskii, and F. M. Peeters PHYSICAL REVIEW B 66, 174519 2002

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ГИБРИДНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ
ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОПРОВОДОВ

Соколова А.А.

МФТИ НИУ, Москва, Россия
E-mail: Sokolova.aa@phystech.edu

Гибридные структуры типа сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (S/F/S) представляют значительный интерес для квантовых вычислений и спинтроники: они могут использоваться как логические элементы [1] и элементы памяти [2]. Обычно для этого используются планарные структуры, однако использование ферромагнитных нанопроводов позволило бы значительно уменьшить размеры устройств. Кроме того, взаимодействие сверхпроводящих контактов с ферромагнитными нанопроводами интересно с фундаментальной точки зрения: был обнаружен аномально большой эффект близости в S/F/S структурах на основе кобальтовых нанопроводов (Co NW) [3].

Целью данной работы является исследование взаимодействия ферромагнетизма со сверхпроводимостью на примере Co NW с контактами из ниобия. Были проведены криогенные измерения по четырехточечной схеме. Был зафиксирован обратный эффект близости, вызвавший понижение критической температуры ниобия. Измеренный эффект близости в Co NW оказался значительно меньше, чем в работе [3].

Исследована форма зависимостей сопротивления от температуры при температурах ниже критической. Эти зависимости определяются граничными эффектами между поверхностью нанонити и сверхпроводящим контактом, в частности значительный вклад вносит прослойка нормального металла между поверхностью ферромагнетика и сверхпроводящей частью контакта. Ширина этой прослойки определяется длиной когерентности сверхпроводника. Зависимости сопротивления от температуры имеют вид

Кроме того, было исследовано магнитосопротивление Co NW в присутствии сверхпроводящих контактов. При температуре ниже критической значительный вклад в поведение зависимости сопротивления от температуры вносит возникновение в ниобии вблизи границы F/S вихрей Абрикосова вследствие проникновения магнитного поля в сверхпроводник. Анализ зависимости $R(H)$ позволяет зафиксировать вхождение одиночных вихрей.

Литература

1. A. K. Feofanov, V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V. V. Ryazanov, A. N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A. B. Zorin, P. N. Dmitriev, V. P. Koshelets, A. V. Ustinov. Implementation of superconductor/ferromagnet/superconductor π -shifters in superconducting digital and quantum circuits// Nature – 2010 – vol. 6 – pp. 593–597
2. Burm Baek, William H. Rippard, Samuel P. Benz, Stephen E. Russek and Paul D. Dresselhaus. Hybrid superconducting-magnetic memory device using competing order parameters// Nature Communications – 2014 – vol. 5 – 3888
3. J. Wang, M. Singh, M. Tian, N. Kumar, B. Liu, C. Shi, J. K. Jain, N. Samarth, T. E. Mallouk, M. H. W. Chan. Interplay between superconductivity and ferromagnetism in crystalline nanowires// Nature Physics – 2010 – vol. 6 – pp. 389–394

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ
ДИСКОВОЙ ОБМОТКИ ВТСП СОЛЕНОИДА

Сычугов В.В., Дегтяренко А.Ю., Красноперов Е.П., Шавкин С.В.

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия
E-mail: sychugovvv@gmail.com

В последние годы для магнитных рефрижераторов, активно разрабатываются сверхпроводящие системы, использующие ленты ВТСП 2-го поколения, которые работают в области температур 20-78К. Низкие температуры создаются с помощью криокулера, а отвод тепла от обмотки осуществляется с помощью медных или алюминиевых конструкций. Это так называемые вакуумные «He – free» системы с косвенным охлаждением [1]. Известно, что при работе соленоида из-за пондеромоторных взаимодействий, его обмотка испытывает радиальное растяжение и аксиальное сжатие. Исследованиям свойств ленты ВТСП на растяжение посвящено значительное число работ [2], а данные по поперечному сжатию ленты (с краев) отсутствуют. Для создания магнитной системы, состоящей из дисковых секций на основе ленты ВТСП, необходимы данные о критических параметрах сверхпроводника при аксиальном сжатии.

В данной работе представлены исследования критических параметров обмотки дискового сверхпроводящего соленоида для магнитного рефрижератора.

Дисковая катушка намотана из ВТСП провода (YBCO), изготовленного в НИЦ «Курчатовский институт». Лента шириной 4 мм стабилизирована медью. Количество слоев в дисковой обмотке - 40. Внутренний диаметр катушки 85 мм. Катушка располагалась на алюминиевом диске из сплава АД1. Этот диск является основным элементом охлаждения обмотки (при работе с криокулером в вакууме). Он имеет максимальную теплопроводность и позволяет создать непроводящий слой. Поверхность дисков была оксидирована методом плазменно-электролитической обработки на глубину 15 мкм [3]. Методом рентгеноструктурного анализа подтверждено наличие γ - фазы Al_2O_3 на Al. Изображения микроструктуры поперечного среза покрытия Al_2O_3 свидетельствуют о наличии однородного слоя. Значение шероховатости не превышало 5 мкм. Для исследований в жидком азоте был изготовлен криостат, позволяющий проводить измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) сверхпроводящей дисковой катушки при вертикальном усилии до 12 т.

Было измерено пробивное напряжение покрытия алюминиевых дисков. Оказалось, что среднее значение $U_{пр} \approx 600$ В. Термоциклирование до T жидкого азота и давления на покрытие галетой 27 МПа (270 ат) не изменили диэлектрических свойств диска. Проведенные эксперименты показали, что разработанное покрытие из Al_2O_3 имеет однородную структуру и может быть использовано в теплопроводящих элементах косвенного охлаждения обмотки в сверхпроводящем соленоиде из ленты ВТСП.

На втором этапе работы изучена токонесущая способность ленты ВТСП при температуре жидкого азота. Критический ток короткого куска ленты составил 50 А (в собственном поле). В катушке, создающей поле ≈ 100 Э, критический ток снизился до 25 А. На рис.1 (а) приведены вольт-амперные характеристики катушки при разных сжимающих усилиях. Постоянное индуктивное напряжение ($U = 140$ мкВ), вызванное линейным ростом тока ($dI/dt = 0,5$ А/с), вычтено. На рис.1 (б) показана зависимость критического тока от давления. В качестве I_C принято значение тока при напряжении на обмотке катушке $E = 0,5$ мкВ/см.

До давления 30 МПа критический ток фактически не изменяется, и затем снижается с повышением давления. Установлено, что в этой области влияние давления

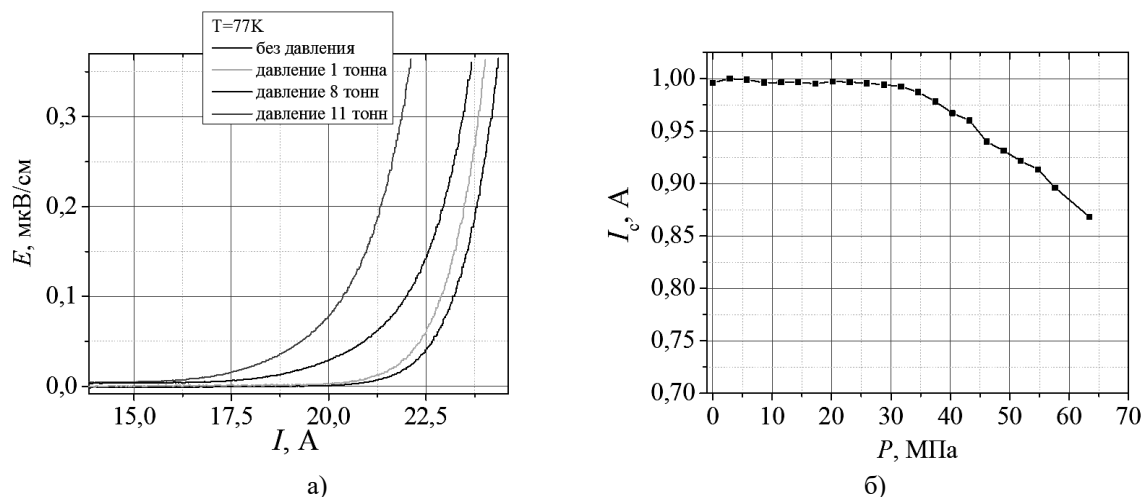


Рис.1. а) ВАХ катушки при различных давлениях, б) зависимость относительной величины критического тока от давления.

на J_c является необратимым. На рис.2 приведены ВАХ катушки при сжатии 10 тонн (\blacktriangle) и после снятия нагрузки (\square). Легко видеть, что ВАХ идентичны.

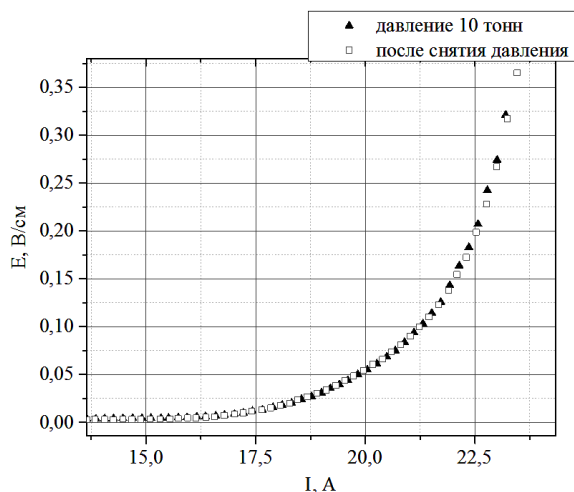


Рис.2. ВАХ при давлении 10 тонн и после снятия давления.

Расчет аксиальных усилий показал, что давление для проектируемого соленоида с полем 3 Тл (ток $I=150A$) максимально в центральной плоскости, и не превышает 5 МПа. Это значительно меньше критического значения 30 МПа, (рис.1(б)) для используемой ленты.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках соглашения №14.604.21.0197 о предоставлении субсидии (уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI60417X0197).

Литература

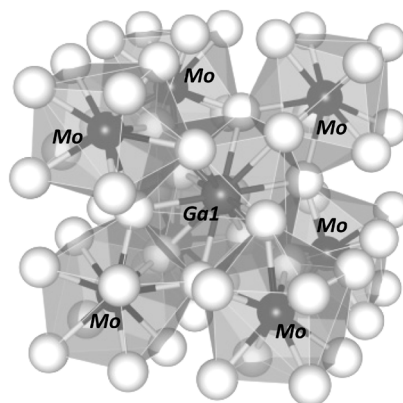
1. I. Park, C. Lee, J. Park, S. Kim, and S. Jeong IEEE Transaction applied superconductivity v.27, No. 4, 2017
2. S. Shen, W. Liu, Y. Liu, J. Zhou, X. Zhang, Physica C: Superconductivity and its applications 557(2019) 12-18
3. Rakoc A.G., Gladkova A.A., Zayar Linn, Strekalina D.M. Surface and Coatings Technology, 2015. V. 269. P. 138-144.

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКОГО СВЕРХПРОВОДНИКА Mo_8Ga_41 ПО ДАННЫМ ЯДЕРНО-РЕЗОНАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИТкачёв А.В.¹, Журенко С.В.^{1,2}, Гервиц Н.Е.^{1,3}, Верченко В.Ю.⁴¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия²МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия³ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва, Россия⁴МГУ имени М.В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия

E-mail: tkachevav@lebedev.ru

Mo_8Ga_41 является одним из немногих представителей интерметаллических сверхпроводников на основе молибдена. Обладая относительно большой температурой сверхпроводящего перехода 9.7 К [1] – 9.8 К [2], данное соединение демонстрирует существенные отклонения в низкотемпературном поведении от классических БКШ-систем [2] и обладает двумя сверхпроводящими щелями [3,4]. Критические поля в пределе $T \rightarrow 0$ составляют $H_{c1}(0) = 131$ Э и $H_{c2}(0) = 83$ кЭ.

В кристаллической решетке Mo_8Ga_41 можно выделить 2 неэквивалентные позиции молибдена и 9 – галлия. Все атомы молибдена в первой координационной сфере окружены только атомами галлия, формирующими многогранники MoGa_{10} . Последние соединены друг с другом через общие вершины и с кубооктаэдром $\text{Ga}_1\text{Ga}_{12}$ через общие треугольные грани (рис. 1). Таким образом Ga_1 обладает наиболее симметричным локальным окружением без атомов молибдена.

Рис. 1. Кристаллическая структура Mo_8Ga_41 .

Спектр ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) $^{69,71}\text{Ga}$ позволяет различить отдельные узкие линии, относящиеся к неэквивалентным позициям галлия. Соответствующие значения частот находятся в качественном согласии с предсказанными теоретически на основе *ab-initio* расчетов градиентов электрического поля (ГЭП) и параметров асимметрии, за исключением Ga_1 . Последний ввиду высокой симметрии окружения должен характеризоваться крайне низким значением резонансной частоты ЯКР, труднодостижимым экспериментально.

Спектр ядерного магнитного резонанса (ЯМР) позволяет увидеть узкие линии $^{69,71}\text{Ga}$, соответствующие малому квадрупольному уширению Ga_1 (рис. 2). Также, в отличие от ЯКР, данный метод позволяет по отдельности оценить ГЭП и параметр асимметрии, хотя это бывает затруднительно в случае суперпозиции сигналов от нескольких ядер или позиций. Наконец, варьируя поле при постоянной температуре, возможно отследить наступление сверхпроводящего перехода.

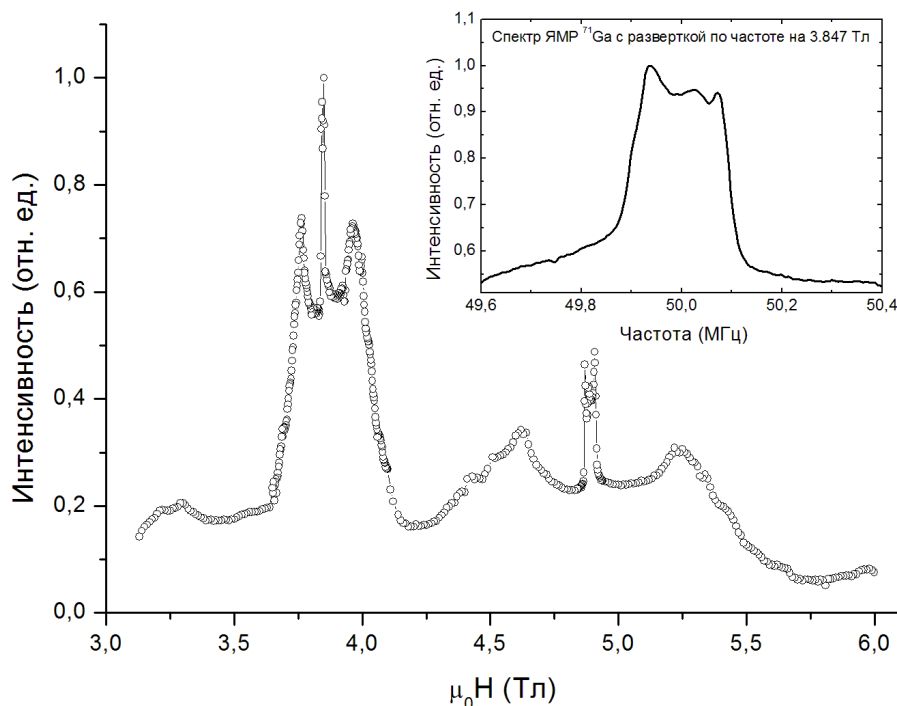


Рис. 2. Спектр ЯМР $^{69,71}\text{Ga}$ $\text{Mo}_8\text{Ga}_{41}$ при 4.2 К на 50 МГц.

В результате исследования, с одной стороны, подтверждены предсказания расчетов в рамках теории функционала плотности для атомов галлия в окружении молибдена, с другой, для Ga1 получено гораздо более высокое значение ГЭП. Исследовано поведение образца в окрестности сверхпроводящего перехода.

Выражаем благодарность проф. д.ф.-м.н. Гиппиусу А.А. за помощь в выборе направления исследований и поддержку в ходе проведения данной работы, а также научной группе проф. д.х.н. Шевелькова А.В. за синтез исследованных образцов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 16-53-52012_МНТ-а).

Литература

1. A. Bezinge and K. Yvon, *J. Less-Common Met.* **99**, L27 (1984).
2. V.Yu. Verchenko et al., *Phys. Rev. B* **93**, 064501 (2016).
3. V.Yu. Verchenko et al., *Phys. Rev. B* **96**, 134504 (2017).
4. A. Sirohi et al., *Phys. Rev. B* **99**, 054503 (2019).

О ВОЗМОЖНОЙ ПРИРОДЕ СПИН-РЕЗОНАНСНЫХ ПИКОВ В ВТСП МАТЕРИАЛАХ

Шипулин И.А.

Физический Институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

E-mail: shipuliniliya@gmail.com

Исследование ВТСП материалов является весьма сложной и в тоже время захватывающей областью физики конденсированного состояния благодаря огромному количеству непредсказуемых и на первый взгляд необъяснимых явлений и эффектов. Одним из таких эффектов является спин-резонанс (спиновые возбуждения) наблюдаемый исключительно в области температур ниже T_c [1-2]. Это явление наблюдается во всех семействах ВТСП материалов. Важной научной задачей является изучение природы возникновения этих возбуждений, так как они могут быть тесно связаны с механизмом ВТСП. Однако, основной экспериментальной проблемой изучения спиновых возбуж-

дений в ВТСП материалах является возможность их наблюдения только методом неупругого нейтронного рассеяния. Что касается, теоретического объяснения механизма возникновения спин-резонансных пиков в области температур ниже T_c , то на сегодняшний день в литературе широко распространено мнение о причастности эффекта нестинга поверхности Ферми, а также сильные корреляционные эффекты. Немаловажную роль также отводят изучению связи между спиновыми возбуждениями и магнитным упорядочением, которое присуще практически всем ВТСП системам.

С нашей точки зрения объяснить наличие спиновых возбуждений в ВТСП материалах обоих семейств можно с помощью модели основанной на механизме гетеровалентного допирования с образованием так называемых Гайтлер-Лондоновских центров [3]. Суть механизма заключается в том, что при допировании происходит локализации носителей в ближайшей окрестности допантов в результате формирования трионных комплексов. В данном комплексе допированный носитель связан кулоновским взаимодействием с СТ-экситами (экситами с переносом заряда), которые рождаются в окрестности данного носителя в результате локальной деформации электронной структуры. В конечном счете все это приводит к формированию перколяционной сети плакетных кластеров в базовой плоскости упорядоченных в квадратную решетку с фиксированным расстоянием между СТ-плакетами. В зависимости от ВТСП материала возможны различные, но весьма ограниченное количество вариантов относительного расположения допанта в базовой плоскости, чтобы создать условия для формирования пар соседних СТ-плакетов. В промежуточном случае, материал в целом или его отдельные области могут находиться либо в диэлектрической фазе, либо формировать фазы, соответствующие области нормального металла (в области перколяции). В случае полного заполнения допантом базовой плоскости, реализуется только сверхпроводящая фаза. Таким образом можно предполагать, что в ВТСП материалах возможно так называемое электронное фазовое расслоение в сверхпроводящем состоянии, которое наблюдается в экспериментах [4].

На основе выше изложенного мы предполагаем, что механизм возникновения спиновых возбуждений и их наблюдения исключительно в области температур выше T_c связан с наличием несверхпроводящих областей встроенных в сверхпроводящую фазу. Из экспериментов известно, что эти области имеют довольно большой размер, например, для системы $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ они порядка 65 нм и обладают определенным магнитным порядком, в котором возникают спиновые волны. До перехода в сверхпроводящее состояние эти области размазаны в плоскости и спиновые волны имеют возможность взаимодействовать с электронами, тем самым сводя вклад от этих областей к минимуму. Однако с переходом в сверхпроводящее состояние картина взаимодействия кардинально меняется, так как концентрация спаренных электронов увеличивается, а, следовательно, взаимодействие со спиновыми волнами уменьшается и вклад от этих областей на фоне остальных вкладов рассеяния возрастает, достигая своего максимума в области температур существенно ниже T_c . Зависимость интенсивности рассеяния нейтронов от температуры практически полностью совпадает с зависимостью сверхпроводящей щели от температуры. Более того, экспериментально установлено, что энергия спиновых возбуждений достигает своего максимума при оптимальном допировании и уменьшается по мере отклонения от него. Этот факт хорошо согласуется с предположениями об несверхпроводящих областях, так как размер этих областей максимален при оптимальном допировании и уменьшается при отклонении от него. Что касается теоретических расчетов, то даже используя простые модели для оценки обменных интегралов (модель Гейзенберга), а затем вычисляя скорости магнонов в рассматриваемых областях, получающиеся значения энергий для спиновых возбуждений очень хорошо согласуются как для купратов, так и для пниктидов. Более детальные расчеты динамики этих областей и спектров являются предметом дальнейших исследований.

Таким образом предлагаемый механизм возникновения спиновых возбуждений в области температур существенно ниже T_c хорошо укладывается в концепцию о локальной сверхпроводимости и электроном фазовом расслоение у нестехиометрических ВТСП соединений.

Литература

1. Horigane, K. Kihou, K. Fujita, K. Kajimoto, R. Ikeuchi, K. Ji, S. Akimitsu, J. , and Lee, C. H. Spin excitations in hole-overdoped iron-based superconductors // Scientific Reports, 2016, Vol. 6(33303).
2. Jun Zhao, Louis-Pierre Regnault, Chenglin Zhang, Miaoying Wang, Zhengcai Li, Fang Zhou, Zhongxian Zhao, Chen Fang, Jiangping Hu, and Pengcheng Dai Neutron spin resonance as a probe of the superconducting energy gap of BaFe_{1.9}Ni_{0.1}As₂ superconductors // Physical Review 2010, B 81, 180505(R).
3. Mitsen, K. Ivanenko, O. Superconducting phase diagrams of cuprates and pnictides as a key to the HTSC mechanism // Physics-Uspekhi, 2017, Vol. 60(4), p. 402.
4. Park, J.T. Inosov, D.S. Niedermayer, C. Sun, G.L. Haug, D. Christensen, Niels Bech Dinnebier, R. Boris Electronic Phase Separation in the Slightly Underdoped Iron Pnictide Superconductor Ba_{1-x}K_xFe₂As₂ // Phys Rev Lett., 2009, 102, p.117006.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КУБИТОВ

Юрса В.Б., Федоров Г. П.

МФТИ, Москва, Россия

E-mail: viktoriya.yursa@phystech.edu

Сверхпроводящие схемы являются многообещающими кандидатами на роль квантовых битов в потенциальном квантовом компьютере. Тем не менее, для выполнения сложных вычислений и решения задач, которые трудно решить на обычном компьютере, необходимы большие системы взаимодействующих кубитов. Чтобы достичь этого, прежде всего, необходимо построить систему, по крайней мере, из двух взаимодействующих кубитов. Мы разработали архитектуру, в которой два трансмона [1] соединены напрямую через конденсатор. Для считывания состояний системы используется один компланарный резонатор. Мы рассчитали зависимость констант связи от емкостей для нашей конкретной конструкции и смоделировали поведение системы. Наконец, представлены экспериментальные данные, содержащие свидетельство связи двух кубитов.

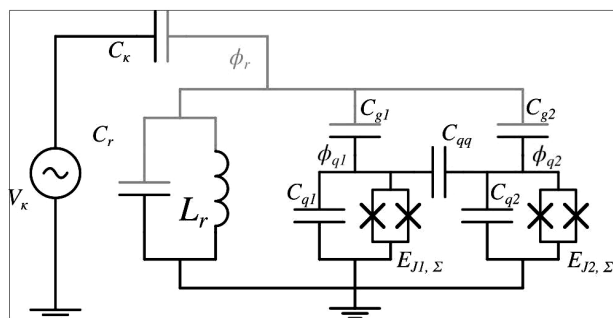


Рис. 1. Эквивалентная схема системы.

Литература

1. Jens Koch, et al. Charge-insensitive qubit design derived from the Cooper pair box // Physical review A 76, 042319 (2007).

СОДЕРЖАНИЕ

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Оптическое зондирование темного бозе-конденсата дипольных экситонов.....	592
Асриян Н.А.	
Необычное проявление сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма в железосодержащем пниктиде $RbEuFe_4As_4$	593
Астраханцева А.С., Гребенчук С.Ю., Баранов Д.С.	
Исследование эффекта слабой антилокализации в топологическом изоляторе $Bi_{1.08}Sb_{0.9}Sn_{0.02}Te_2S$	594
Борисов А.Э., Моргун Л.А.	
Механизмы рассеяния электронов в гетероструктурах $InAs/AlSb$	597
Бурмистров Е.Р.	
Расчёт параметров трансмона и разработка чипа для эксперимента по квантовому волновому смешению	598
Васенин А.В., Кадырметов Ш.В., Дмитриев А.Ю.	
Исследование сверхпроводящего состояния в эпитаксиальных гетероструктурах на основе селенида железа	599
Головнин Я.И.	
Генерация джозефсоновских вихрей локальным магнитным полем кантилевера магнитно-силового микроскопа	600
Гребенчук С.Ю., Оганнисян Р.А., Баранов Д.С.	
Электрофизические и магнитные свойства керамических образцов хромита меди, легированного магнием	601
Дувакина А.В.	
Структурные и электронные свойства однослойного графена допированного атомами азота	603
Евсеев К.В.	
Магнитная структура и сверхтонкие взаимодействия в бинарном гелимагнетике FeP по данным ядерного магнитного резонанса.....	604
Журенко С.В., Ткачёв А.В., Гервиц Н.Е., Чернявский И.О., Силкин И.Г.	
Влияние графита на термоэлектрические характеристики нанокompозита Sb_2Te_3 /Графит.....	606
Зиновьев Д.А.	
Автоэлектронная эмиссия из кремниевых острий, декорированных наночастицами вольфрама.....	607
Иванов В.Е.	
Реализация двухкубитных гейтов CZ для сверхпроводящих кубитов.....	609
Кадырметов Ш.В., Фёдоров Г.Ю., Дмитриев А.Ю.	
Адаптация метода теневого напыления для изготовления и изучения высококогерентных сверхпроводящих структур	610
Калачева Д.А., Федоров Г.П.	
Структура параметра порядка сверхпроводящего $LiFeAs$	611
Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А.	
Динамика цепочек джозефсоновских переходов, нагруженных на резонатор	613
Левочкина А.Ю.	
Магнитный момент и плотность критического тока в тонких плёнках высокотемпературных сверхпроводников	614
Назаров С.С.	
Динамические свойства асимметричного двойного джозефсоновского стека с квазичастичным дисбалансом.....	615
Неило А.А., Бакурский С.В., Кленов Н.В., Соловьев И.И., Куприянов М.Ю.	
Взаимодействие вихрей Абрикосова с искусственным массивом сверхтвердых ферромагнитных ловушек.....	616
Оганнисян Р.А., Головчанский И.А.	
Сверхпроводящие гибридные структуры на основе ферромагнитных нанопроводов	618
Соколова А.А.	

Влияние давления на критические параметры дисковой обмотки ВТСП соленоида.....	619
Сычугов В.В., Дегтяренко А.Ю., Красноперов Е.П., Шавкин С.В.	
Электронная структура интерметаллического сверхпроводника $\text{Mo}_8\text{Ga}_{41}$ по данным ядерно-резонансной спектроскопии	621
Ткачёв А.В., Журенко С.В., Гервиц Н.Е., Верченко В.Ю.	
О возможной природе спин-резонансных пиков в ВТСП материалах.....	622
Шипулин И.А.	
Теоретическое и экспериментальное исследование системы сверхпроводящих кубитов	624
Юрса В.Б., Федоров Г. П.	